Untersuchungen über Zonenplattenteleskope zum Einsatz für nicht-solare Quellen im Bereich der weichen Röntgenstrahlung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Bastian Niemann
aus Worpswede

Göttingen 1974

Untersuchungen über Zonenplattenteleskope zum Einsatz für nicht-solare Quellen im Bereich der weichen Röntgenstrahlung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Bastian Niemann
aus Worpswede

Göttingen 1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D7
Referent: Privatdozent Dr. G. Schmahl
Korreferent: Prof. Dr. H. H. Voigt
Tag der mündlichen Prüfung: 19. Dezember 1974

Inhaltsverzeichnis

		Seite
Zusammenfassung		1
A. Einleitung		4
B. Experimente mit Röntgenstrahlung		10
I.	Beschreibung des Aufbaus der Experimentieranlage	10
II.	Messungen	13
II.1	Die Bestimmung der Zählrohr-charakteristiken	13
II.2	Die Bestimmung der Quantenausbeute eines Proportionalzählrohrs	15
II.3	Die Bestimmung eines Röntgenspektrums mit dem Proportionalzählrohrs	17
II.4	Die Bestimmung der Efficiency einer Zonenplatte	22
II.5	Die Bestimmung der Quantenausbeute eines Channeltrons	24
II.6	Die Bestimmung der Quantenausbeute eines Channelplates	26
III.	Das Zonenplattenspektrometer	28
III.1	Die Festlegung der Wellenlänge in einem Zonenplattenspektrometer	28
III.2	Die spektrale Auflösung eines Zonenplattenspektrometers	29
III.2.1	Die theoretische Auflösung	29
III.2.2	Die Auflösung in der Praxis	30
III.3	Die spektrale Auflösung einer apodisierten Zonenplatte	34
III.3.1	Die Spektrale Breite	35
III.3.2	Die Monochromatisierung	37
III.4	Messung der C-K_α Röntgenspektrallinie	39

		Seite
IV.	Photographische Filme zum Nachweis von Röntgenstrahlung	43
IV.1	Die Definition der detective quantum efficiency und der responsive quantum efficiency	43
IV.2	Meßwerte der DQE und RQE photographischer Filme, die aus der Literatur bekannt sind	45
IV.3	Beschreibung einer photometrischen Methode zur Bestimmung der Eigenschaften photographischer Filme	47
IV.3.1	Die Definition der Selwynschen Körnigkeit	47
IV.3.2	Zur Berechnung der detective quantum efficiency aus den Meßgrößen	48
IV.3.3	Die Definition der energy detectivity und der contrast detectivity	50
IV.3.4	Maxima der energy detectivity, detective quantum efficiency und contrast detectivity	51
IV.4	Durchführung der Messungen	51
IV.4.1	Die Filmproben	51
IV.4.2	Die Photometrierung	52
IV.4.3	Der Callier-Effekt	54
IV.5	Das Ergebnis und die Interpretation der Messungen	56
IV.5.1	Die Schwärzungskurven	56
IV.5.2	Die Selwynsche Körnigkeit	56
IV.5.3	Die detective quantum efficiency	60
IV.5.4	Die responsive quantum efficiency	63
IV.5.5	Die quantum detectivity und contrast detectivity	63
IV.5.6	Zum Vergleich der contrast detectivity verschiedener Filme für mikroskopische Abbildungen und anderer Empfänger im Röntgenbereich	64
IV.5.7	Zum Vergleich der quantum detectivity verschiedener Filme	70

Seite

C. Diskussion der Meßergebnisse im Hinblick auf röntgenastronomische Beobachtungen 76

I. Die Größe realisierbarer Zonenplatten 76

II. Die Intensitätsverteilung in der Bildebene einer Zonenplatte bei Beobachtung eines Röntgensterns 77

III. Die mit photographischen Filmen noch nachweisbare Intensität eines Röntgensterns 81

III.1 Beobachtung der E=1 keV Quantenenergie 81

III.2 Beobachtung bei E 1 keV Quantenenergie 82

III.3 Beobachtung bei E=0,28 keV Quantenenergie 83

IV. Die mit photoelektrischen Empfängern nachweisbare Intensität eines Röntgensterns 85

IV.1 Beobachtung mit Channeltron und Channelplate 85

IV.2 Beobachtung mit Proportionalzählrohren 88

V. Beobachtung von Röntenflächenquellen 89

VI. Vergleich der Ergebnisse mit der Intensität bekannter Röntgenquellen 91

Literaturverzeichnis 93

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534917_0006

Zusammenfassung

Die Efficiency und spektrale Auflösung von Zonenplatten und die Quantenausbeute von photographischen Filmen und photoelektrischen Empfängern wurden mit 44,8 Å Strahlung gemessen, um zu klären, ob sich mit großen Zonenplatten Röntgenstrahlung nicht-solarer Quellen beobachten läßt.

Um die Messungen durchzuführen, wurde die absolute Quantenausbeute eines Proportionalzählrohrs ermittelt; sie betrug 28 %. Vergleichende Messungen ergaben, daß die Quantenausbeute eines Channeltrons 6 % und die eines offenen Channelplates 4 % beträgt.

Für die Efficiency der ersten Beugungsordnung einer holographischen Zonenplatte mit ≈ 2600 Zonen und 53 cm Brennweite ergab sich der Wert 4 %. Die spektrale Auflösung der Zonenplatte kann den Wert 80 erreichen; die Zonenplatte eignete sich deshalb, das Linienprofil der C-K_α Strahlung bei 44,8 Å zu messen.

Die räumliche Auflösung von Zonenplatten kann wenige Bogensekunden betragen; um dies zu demonstrieren, wurde ein mikroskopisches Objekt vergrößert abgebildet.
Die Röntgenstrahlung wird dabei am einfachsten von einem Film photographiert. Es ergab sich, daß Filme zum Nachweis von Röntgenstrahlung gut geeignet sind; ihre maximale detective quantum efficiency liegt bei über 10 %.

Die Messungen erlaubten außerdem anzugeben, wie stark man bei mikroskopischen Zonenplattenabbildungen mindestens vergrößern, und wielange man belichten muß, um einen bestimmten Kontrast nachzuweisen. Ein Vergleich ergab, daß für diese Anwendung der photographische Film einem Channelplate-Bildverstärker überlegen ist.

Es wurde ferner die Informationsspeicherkapazität der Filme verglichen. Es ergab sich, daß sich mit dem Film größter detective quantum efficiency bei fest vorgegebener Belichtungsenergie am meisten Information speichern läßt.

Die Messungen erlaubten ferner, die absolute Schwärzung des Schleiers im klaren Film zu bestimmen.

Die quantum-detectivity photographischer Filme ist im Röntgenbereich groß. Es lassen sich 200 Röntgenquanten mit einer Schwärzung von 10 Standardabweichungen des Schwärzungsrauschens nachweisen, wenn die Quanten in ein Flächenelement treffen, das so groß ist wie das Bildscheibchen eines Sterns von 1" Winkeldurchmesser in der Fokalebene eines Fernrohrs von 10 m Brennweite.

Mit einem von D. Rudolph und G. Schmahl angegebenen Verfahren könnten holographische Zonenplatten von 12 cm Durchmesser und 10 m Brennweite für 44,8 Å Strahlung entwickelt werden, deren effektive Fläche 5 cm^2 beträgt (4 % Efficiency vorausgesetzt).
Mit solchen Zonenplatten ließe sich ein Röntgenstern von 1" Winkeldurchmesser mit der spektralen

Auflösung $\gtrsim 10^3$ und mit einer 10 σ Sicherheit in einem Tag nachweisen, wenn sein meßbarer Fluß

$0{,}1\ \mathrm{keV/cm^2 sec\ keV}$ bei 0,28 keV Quantenenergie

übersteigt.

Solche Zonenplattenbeobachtungen eignen sich daher für die hellsten bekannten Röntgenpunktquellen im weichen Spektralbereich.

A. Einleitung

Die Röntgenastronomie ist ein sehr junges astronomisches Forschungsgebiet. Die erste nicht-solare Röntgenquelle Scorpius XR 1 entdeckte man im Jahre 1962 unbeabsichtigt (1). Seitdem fand man in vielen weiteren Experimenten über 160 Röntgenquellen (2). Diese Experimente beobachten meistens den Spektrabereich zwischen 100 Å bis 1 Å Wellenlänge, in den der Hauptanteil der meßbaren Röntgenstrahlung fällt. Damit die Absorption der Lufthülle nicht stört, werden die Messungen von Satelliten oder Raketen aus in über 80 km Höhe vorgenommen.
Anfänglich blieb unklar, warum die Röntgenquellen so stark sind. Wenn die Quellen nur die Röntgenleuchtkraft der Sonne, einem "normalen" Stern besitzen, so hätte man sie wegen ihrer großen Entfernung mit den relativ unempfindlichen Instrumenten nicht messen können.
Man erkannte bald, daß die Röntgenstrahlung von bisher nicht betrachteten hochwirksamen Strahlungsmechanismen erzeugt wird. Als Beispiel sei die Synchrotonstrahlung höchstenergetischer Elektronen genannt und die Strahlung heißer Plasmen, die von der Gravitationsenergie auf sie herabstürzender Materie aufgeheizt werden. Solche Röntgenstrahlungsmechanismen entstehen u. a. in den Endstadien der Sternentwicklung, z. B. in Novae, in Pulsaren und in engen Doppelsternsystemen, von denen eine Komponente ein "schwarzes Loch", ein Neutronenstern oder ein Weißer Zwergstern sein kann. Auch extragalaktische Objekte, wie Quasare, Seyfertgalaxien, explodierende Radiogalaxien und Galaxien Cluster, erzeugen Röntgenstrahlung.

Die Modellvorstellungen über Röntgenquellen sind im einzelnen sehr komplex und damit meist unsicher. Über ihre Gültigkeit können allein Beobachtungen entscheiden, aus denen sich die die Modelle beherrschenden Zustandsgrößen ableiten. Eine umfassende Bestimmung der Zustandsgrößen einer Röntgenquelle ist aber nur möglich, wenn die Messungen auch im sichtbaren und Radiobereich vorgenommen werden. Dazu muß zuerst die Identifikation im sichtbaren und Radiobereich gelingen. Die Bedeutung einer Identifikation für die Modellvorstellungen veranschaulicht das folgende Beispiel:

Der Ort der Röntgenquelle Cygnus Xl war aus Röntgenbeobachtungen nur ungenau bekannt. Es war aussichtslos, aus diesem ungenauen Ort einen der vielen sichtbaren Sterne mit der Röntgenquelle zu identifizieren. Glücklicherweise gelang es aber, sie mit einem radiostrahlenden Objekt, von denen es allgemein nur wenige gibt, zu identifizieren. Der Ort des Radioobjektes war genau bekannt. Daher gelang es, im sichtbaren Bereich einen spektroskopischen Doppelstern mit der Röntgenquelle zu identifizieren. Die Interpretation ergab daher, daß die Röntgenstrahlung in der Umgebung eines sehr kleinen hochverdichteten Objektes entsteht, dessen Masse den für ein schwarzes Loch erforderlichen Mindestwert übersteigt (3).
Voraussetzung für eine Identifizierung ist stets eine genaue Ortsbestimmung der Röntgenquelle. Leider besitzen die meisten bisher benutzten Röntgenstrahlungsempfänger aber keine ausreichende räumliche Auflösung, um eine einfache Identifizierung

zu ermöglichen.
Zur Ortsbestimmung wurden bisher fast ausnahmslos Kollimatoren benutzt, die sich vor den Röntgenempfängern z. B. großen Zählrohren befinden (4). Die Wirkungsweise eines Kollimators besteht darin, das Gesichtsfeld des Röntgenempfängers mit Blenden einzuschränken. Praktisch benutzt man meistens Kollimatoren, deren Gesichtswinkel in einer Richtung nur einige Bogenminuten beträgt. Die räumliche Auflösung hängt ab von der Genauigkeit, mit der sich die Richtung des Röntgenintensitätsmaximums festlegen läßt, wenn das Gesichtsfeld des Empfängers die Röntgenquelle überstreicht.

Im Copernicus-Satelliten fokussieren Spiegeloptiken die Röntgenstrahlung auf den Röntgenempfänger (5). Ähnliche Experimente z. B. im Rahmen des amerikanischen HEAO-Satellitenprogramms (6), sind mit größeren "Wolter-Giacconi" Spiegelteleskopen geplant. Da solche Teleskope die Strahlung abbilden, lassen sie sich raumfest einsetzen. Ein solches Spiegelteleskop enthält als fokussierendes Element eine Hyperbol-Parabolspiegelkombination. Nur deren äußerste, zur optischen Achse fernen und fast parallelen Randgebiete können fokussieren, da sich Röntgenstrahlung nur für Einfallswinkel nahe bei 90° reflektieren läßt. Für Strahlen, die gegen die optische Achse geneigt sind, liefern diese Randgebiete keine hohe räumliche Auflösung mehr. Für ein Feld von einigen BogenminutenDurchmesser beträgt sie noch einige Bogensekunden (7).
Eine Fresnelzonenplatte eignet sich auch zum Fokussieren von Röntgenstrahlen (8). Ihre abbil-

dende Eigenschaft beruht auf Beugung der Röntgenstrahlen - im Unterschied zum Wolter-Giacconi Teleskop, das die Strahlen reflektiert. Eine Zonenplatte besitzt ein besseres räumliches Auflösungsvermögen, da sie auch achsennahe Strahlen fokussiert. Wie auch sonst ist die Beugung an der Zonenplatte, einem Transmissionskreisgitter, wellenlängenabhängig. Zonenplatten besitzen daher abbildende und spektral auflösende Eigenschaften zugleich. Eine räumliche Auflösung von 1 Bogensekunde über ein Bildfeld von 1° Durchmesser ist realisierbar. Die spektrale Auflösung kann ohne weiteres Werte von über 100 im Spektralbereich unterhalb 1 keV Quantenenergie erreichen (9).

Solche Messungen sind von großer astronomischer Wichtigkeit, was die folgenden Beispiele zeigen: Die Röntgenstrahlung des Supernovaüberrest Cygnus-Loop deutete Gorenstein 1971 als kontinuierliches Spektrum eines großräumigen heißen Plasmas (10). Dem Spektrum überlagert sich bei 0,65 keV Quantenenergie eine Sauerstoff-VIII Emissionslinie. Einen Hinweis, der auf ein röntgenemittierendes Zentralobjekt deutet, fand er nicht. Beobachtungen im sichtbaren und Radiobereich liefern keinen zwingenden Grund, ein solches Zentralobjekt anzunehmen. Zwei Jahre später deutete Rappaport die Röntgenstrahlung des Cycnus-Loop aus anderen, räumlich und spektral genauer auflösenden Beobachtungen (11). Auch seiner Interpretation nach existiert eine großräumige Röntgenquelle, die dem sichtbaren Nebel zuzuordnen ist; aber gleichzeitig existiert auch ein räumlich gering ausgedehntes Zentralobjekt, dessen Spektrum ein Maximum bei etwa 0,65 keV

Quantenenergie besitzt und sich dem Spektrum der großräumigen ultraweichen Röntgenquelle überlagert. Seine Messungen lassen sich also auch ohne Emissionslinie deuten; eine endgültige Klärung steht noch aus.

Röntgenemissionslinien sind wiederholt vermutet, aber nie sicher gemessen worden (12). Zonenplatten hoher spektraler Auflösung eigenen sich für ihre Messung im weichen Röntgenbereich, etwa unterhalb 1 keV Quantenenergie. In diesem Bereich erwartet man intensivere Linienstrahlung als im harten Röntgenbereich. Daß es nicht gelang, sie in diesem Bereich zu messen, liegt an der geringen spektralen Auflösung der bisher benutzten Instrumente (13). Sie können Linienstrahlung nur als breit ausgeschmierte und abgeflachte Maxima im Spektrum erkennen. Gelingt es, eine Röntgenemissionslinie nachzuweisen, so läßt sich auf ein Plasma hoher Temperatur ($\approx 10^7$ K) schließen. Besitzt eine Röntgenemissionslinie eine Gravitationsrotverschiebung, so befindet die emittierende Materie sich in der Nähe eines Objektes extrem hoher Massendichte, z. B. nahe einem Neutronenstern, einem schwarzen Loch oder einem Weißen Zwergstern.

Aus hochaufgelösten Spektren im weichen Röntgenbereich läßt sich nicht nur neue Information über das Röntgenobjekt selbst, sondern auch über die interstellare Materie ableiten:

Unterhalb 1 - 2 keV Quantenenergie steigt die Absorption des interstellaren Mediums schnell an. In den allgemein kontinuierlichen Röntgenspektren müssen sich daher scharfe Absorptionskanten leichterer Elemente messen lassen. Die Messungen liefern dann eine direkte Bestimmung der Elementen-

häufigkeit der absorbierenden interstellaren Materie (14, 15). Aus der Stärke der Absorption läßt sich die Entfernung der Objekte ableiten.

Damit ist auch eine Bestimmung ihrer Röntgenleuchtkräfte möglich.

Die beschriebenen Beispiele begründen, daß eine Untersuchung über die Einsatzmöglichkeit von Zonenplattenteleskopen für nicht-solare Quellen notwendig ist. Die bisher zur Verfügung stehenden Zonenplatten besitzen allerdings nur eine sehr kleine sammelnde Fläche (Ø≈5 mm) und eignen sich für Beobachtungen der Röntgensonne (16). Da diese von der Erde aus gesehen um mehrere Zehnerpotenzen heller ist als die stärksten nicht-solaren Röntgenquellen, müssen für deren Beobachtung größere Zonenplatten benutzt werden. Mit dem von D. Rudolph und G. Schmahl angegebenen Verfahren zur holographischen Herstellung von Zonenplatten (17) könnten große Zonenplatten mit über 10 cm Durchmesser gebaut werden. Der folgende Teil dieser Arbeit handelt von Röntgenstrahlungsexperimenten, die geeignet sind, die Empfindlichkeit, spektrale und räumliche Auflösung großer Zonenplattenteleskope zu bestimmen. Die Ergebnisse werden im letzten Teil diskutiert. Als Nebenergebnis erlauben die Experimente noch, die Eigenschaften verschiedener Empfänger zu diskutieren, die sich zum Aufzeichnen mikroskopischer Abbildungen mit Zonenplatten und Röntgenstrahlung eignen.

B. Experimente mit Röntgenstrahlung

I. Beschreibung des Aufbaus der Röntgenexperimentieranlage

Die Experimente fanden in der Röntgenexperimentieranlage statt, die von mir als Teil meiner Diplomarbeit in der Sternwarte Göttingen aufgebaut wurde (18). Diese Anlage besteht im Prinzip aus einer großen Vakuumkammer, in der die Experimente aufgebaut sind, und aus einer kleinen Hochvakuumkammer, die die Röntgenröhre enthält. Ein Röntgenfenster aus Polypropylen trennt die Vakua der beiden Kammern. Für die folgenden Experimente mußte die Anlage noch verbessert werden:

a) Die Reproduzierbarkeit und Stabilität der C-K_α-Röntgenemission beträgt etwa 5 - 10 %, vergleichende langandauernde Messungen sind dadurch erleichtert. Die maximale Intensität der Röhre beträgt 2,5 x 10^{12} C-K_α-Quanten pro mm^2 und Sterad bei 3 keV Antikathodenspannung.
b) Die Ausgasung der Röntgenröhre verringerte sich durch ausschließliche Verwendung von Edelstahl und Kupfer um eine Größenordnung (typischer Enddruck: einige 10^{-6} Torr). Die Kathodenlebensdauer verlängert sich dadurch.
c) Die Röntgenemission bleibt homogen für ein Strahlenbündel von einigen Grad Winkeldurchmesser. Das gilt auch, wenn sehr kleine Blenden in den Strahlengang für die Zonenplattenexperimente eingesetzt werden.
d) Zwischen kleiner Röntgenröhrenkammer und großer Experimentierkammer befindet sich eine von außen bedienbare Luftschleuse, die eine unabhängige

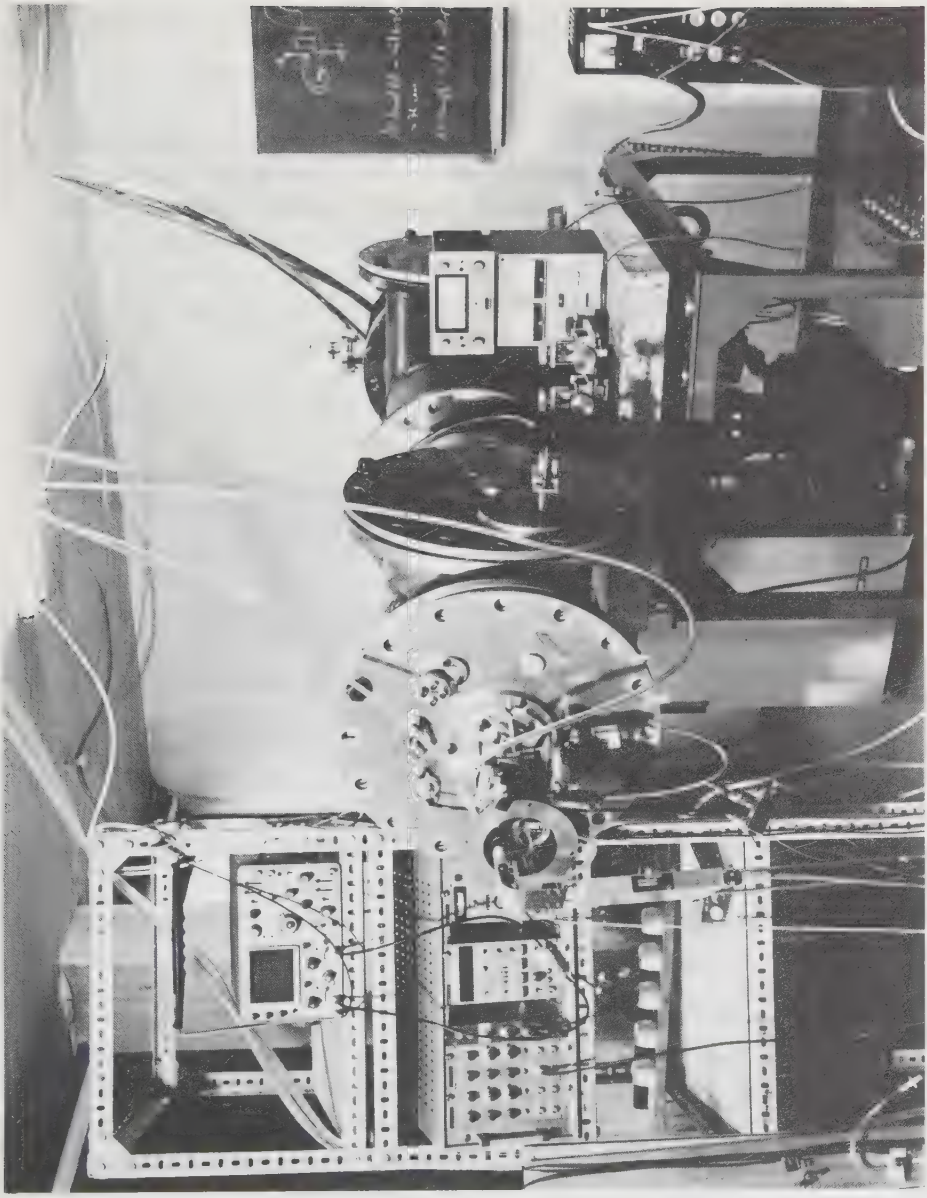


Abb. 1 Die Röntgenexperimentieranlage

Belüftung und Evakuierung jeder Kammer erlaubt.
e) Die Experimentierkammer läßt sich durch ein weiteres 1 m langes Rohr auf 2,4 m verlängern, so daß sich auch Zonenplatten langer Brennweiten prüfen lassen.
f) Eine Öldiffusionspumpe kann die Experimentierkammer auf 10^{-5} Torr abpumpen. Ein Chevronbaffel, gekühlt von einem Gefrierschrank mit entkoppeltem zweiten Kühlkreislauf, reduziert dabei die Ölkontamination der Experimentierkammer. Damit sind die Voraussetzungen zum Experimentieren mit Channeltron und Channelplate gegeben.
g) Die Experimentierkammer enthält eine fest angeschraubte, justierbare optische Schiene. Die Schiene trägt 2 in jede Richtung bewegliche Schlitten, von denen einer von außen her bedienbar ist. Die Schlitten dienen als Träger von Zonenplatten Channeltron und Channelplate.
h) Außen auf dem abschließenden Deckel der Experimentierkammer ist ein horizontal und vertikal justierbares Durchflußproportionalzählrohr angeflanscht und mit einem Butterflyventil vom Vakuum der Experimentierkammer trennbar. Durchströmt das Zählrohrgas das Zählrohr, so läßt sich der Druck auf Werte zwischen 20 und 800 Torr einregulieren. Damit läßt sich eine Absolutmessung der Zählrohrquantenausbeute vornehmen.

II. Messungen

Um Absolutmessungen der Quantenausbeute von photographischen Filmen, Channeltron und Channelplate vornehmen zu können, wurde ein Durchflußzählrohr (Typ LB 2008 Firma Berthold) geeicht. Dafür waren zunächst die Zählrohrcharakteristiken in Abhängigkeit vom Gasdruck zu messen.

II.1 Die Bestimmung der Zählrohrcharakteristiken

Für reines Methan als Zählgas ergaben sich die in Abb. 2 dargestellten Graphen $N(U)/_p$ mit dem Gasdruck als Parameter. N = Zählrate, U = Zählrohrspannung, p = Gasdruck. Als Strahlung diente die C-K_α Strahlung (44,8 Å) der Röntgenröhre mit Graphit-Antikathode. Spätere Messungen bewahrheiteten, daß die gemessene Strahlung bis auf wenige Prozent aus C-K_α Strahlung besteht (vgl. Kap. II.2.3).

Jede Zählrohrcharakteristik beginnt mit einem steil ansteigenden Bereich, in dem die Zählrate eine empfindliche Funktion der Gasverstärkung ist, die ihrerseits von Spannung, Temperatur und Druck abhängt. Ein Diskriminator sorgt dafür, daß nur diejenigen (gasverstärkten) Impulse gezählt werden können, deren Impulshöhen größer sind als das Rauschen der Elektronik. Die Zählrohrcharakteristik beginnt also bei um so kleineren Spannungen, je geringer die Diskriminatorstelle liegen darf.

Die Lage der Zählrohrcharakteristik hängt auch ab von der Energie der gemessenen Quanten: Je energiereicher ein Quant, umsomehr primäre Ionenpaare erzeugt es. Eine vergrößerte Anzahl von Primärionenpaaren führt in Proportionalzählrohren zu einem

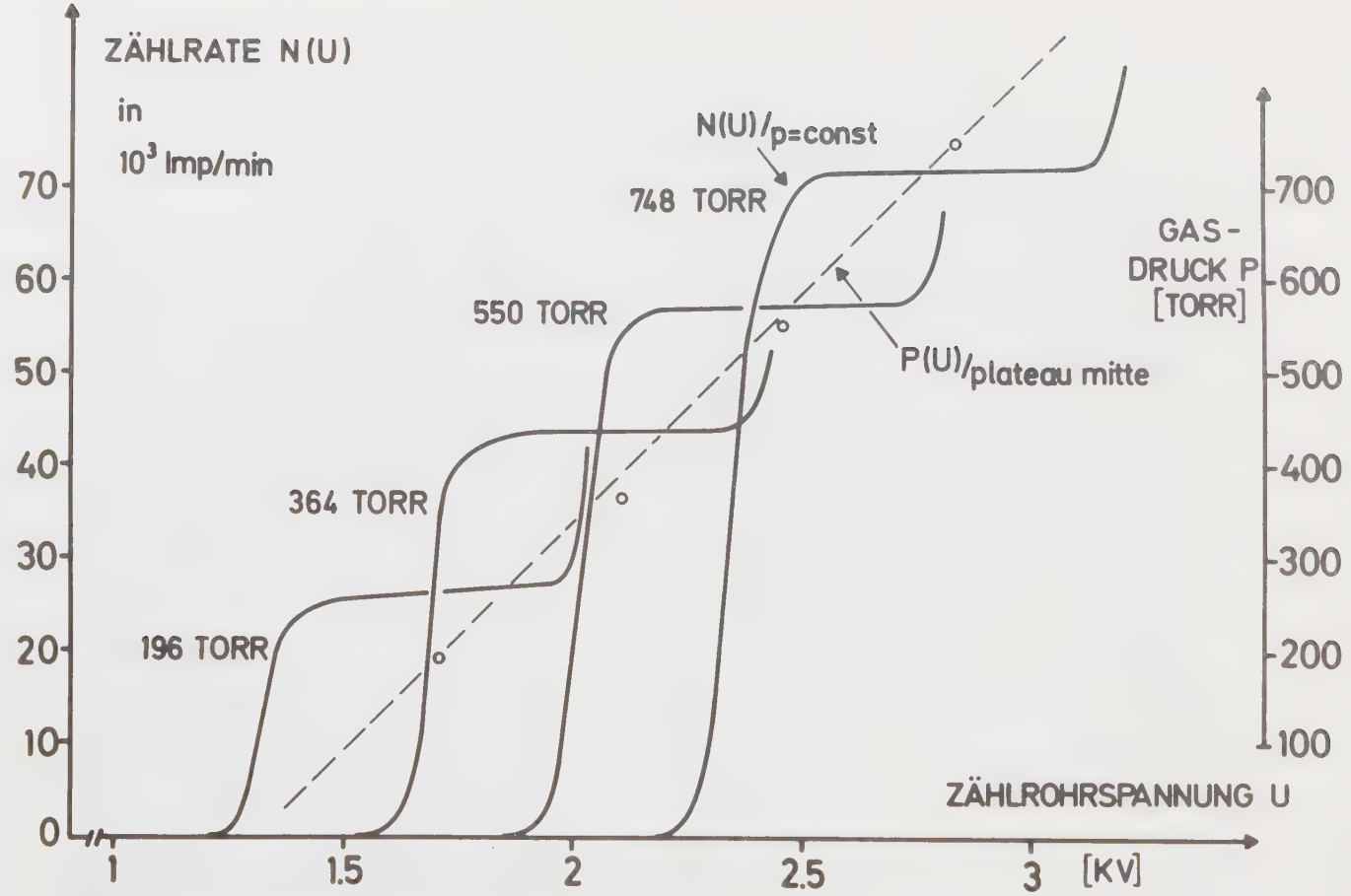


Abb. 2 Die Zählrohrcharakteristiken

vergrößerten elektrischen Impuls. Dieser kann eine fest eingestellte Diskriminatorschwelle schon bei kleineren Gasverstärkungen, also bei kleineren Zählrohrspannungen, übersteigen.
Der ansteigende Teil der Charakteristik mündet in ein "Plateau", das wegen seiner nur rein äußerlichen Ähnlichkeit mit dem Plateau von Auslösezählrohren so genannt wird.
Die in Zählrohren stets erzeugten UV-Quanten werden bekanntlich vom (Löschgas) Methan absorbiert. Andernfalls würden die UV-Quanten an den Zählrohrwandungen einen Photoeffekt auslösen und wie im Auslösezählrohr einen langandauernden Impuls erzeugen.
Bei zu hoher Spannung wird das Zählrohr instabil, und die Charakteristik steigt wieder an. Im Plateau ist die Zählrate für die benutzte Strahlung nahezu unabhängig von der Spannung, da die Gasverstärkung groß genug ist, um von jedem absorbierten Quant einen die Diskriminatorschwelle übersteigenden elektrischen Impuls zu erzeugen.

II.2 Die Bestimmung der Quantenausbeute eines Proportionalzählrohrs

Wird der Druck, also die Gasdichte, im Plateaubereich geringfügig erhöht, so führt die vergrößerte Absorption der Strahlung zu einer größeren Zählrate. Die Zählrate im Plateau ist daher ein direktes Maß der Quantenausbeute der zum Plateau gehörigen Strahlung. Die gestrichelte Kurve in Abb. 2 zeigt die Lage der Plateaumitte als Funktion von Gasdruck und Spannung. Abb. 3 zeigt den Verlauf der Zählrate im Bereich der Plateaumitte in Abhängigkeit vom Gasdruck. Die Kurve wurde mit der Methode

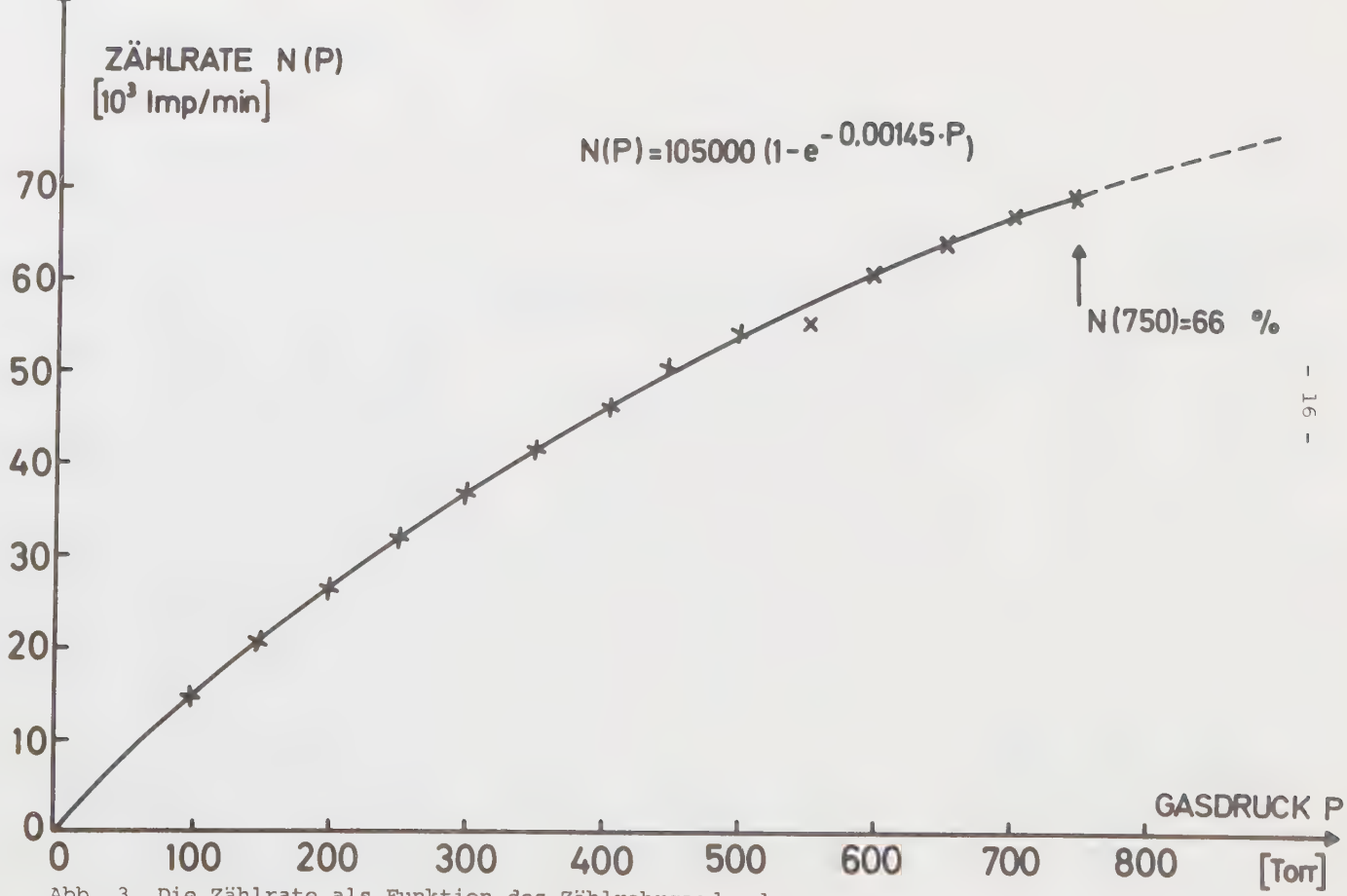


Abb. 3 Die Zählrate als Funktion des Zählrohrgasdruckes

der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt an ein Exponentialgesetz $N(p) = N_o (1 - \exp(-p\tilde{k}))$, da die Absorption einem Exponentialgesetz gehorcht. $\tilde{k}$ = freie Konstante, N_o = Zählrate bei vollständiger Absorption, N = gemessene Zählrate. Hieraus bestimmte sich N/N_o bei 750 Torr zu 66,4 %. Als Konstante ergab sich mit $\tilde{k} = 0{,}00145$ ein Wert, der bis auf 10 % mit dem übereinstimmt, der sich aus der Zählrohrgeometrie und dem Literaturwert für den Massenabsorptionskoeffizienten von Methan bei 44,8 Å berechnen läßt (19). Andere Messungen ergaben, daß das Eintrittsfenster des Zählrohrs (2 µ Polypropylenfolie) eine Transmission von 43 % besaß. Die Quantenausbeute des Zählrohrs betrug daher absolut 66 % x 43 % ≈ 28 % bei 750 Torr für C-K_α Strahlung.

II.3 Die Bestimmung eines Röntgenspektrums mit dem Proportionalzählrohr

Abb. 4 zeigt die Spektren der benutzten Röntgenstrahlung für verschiedene Antikathodenspannungen, aufgenommen mit dem Proportionalzählrohr. Die Meßmethode ist folgende:
Das "Fenster" eines Einkanaldifferential-Diskriminators überstrich in aufeinanderfolgenden Messungen das Impulshöhenspektrum. Die im Impulshöhenintervall J_n, J_{n+1}, n = Index, gemessene Zählrate $N_{n,\,n+1}$ wird einem, bis auf einen Skalenfaktor bestimmten Wellenlängenintervall λ_n, λ_{n+1}, $\lambda_n \sim 1/J_n$ zugeordnet. Die Abb. 4 zeigt die Wellenlängendarstellung des Spektrums:

$$N\left(\lambda = \frac{\lambda_n + \lambda_{n+1}}{2}\right) = \frac{N_{n,n+1}}{|\lambda_{n+1} - \lambda_n|}$$

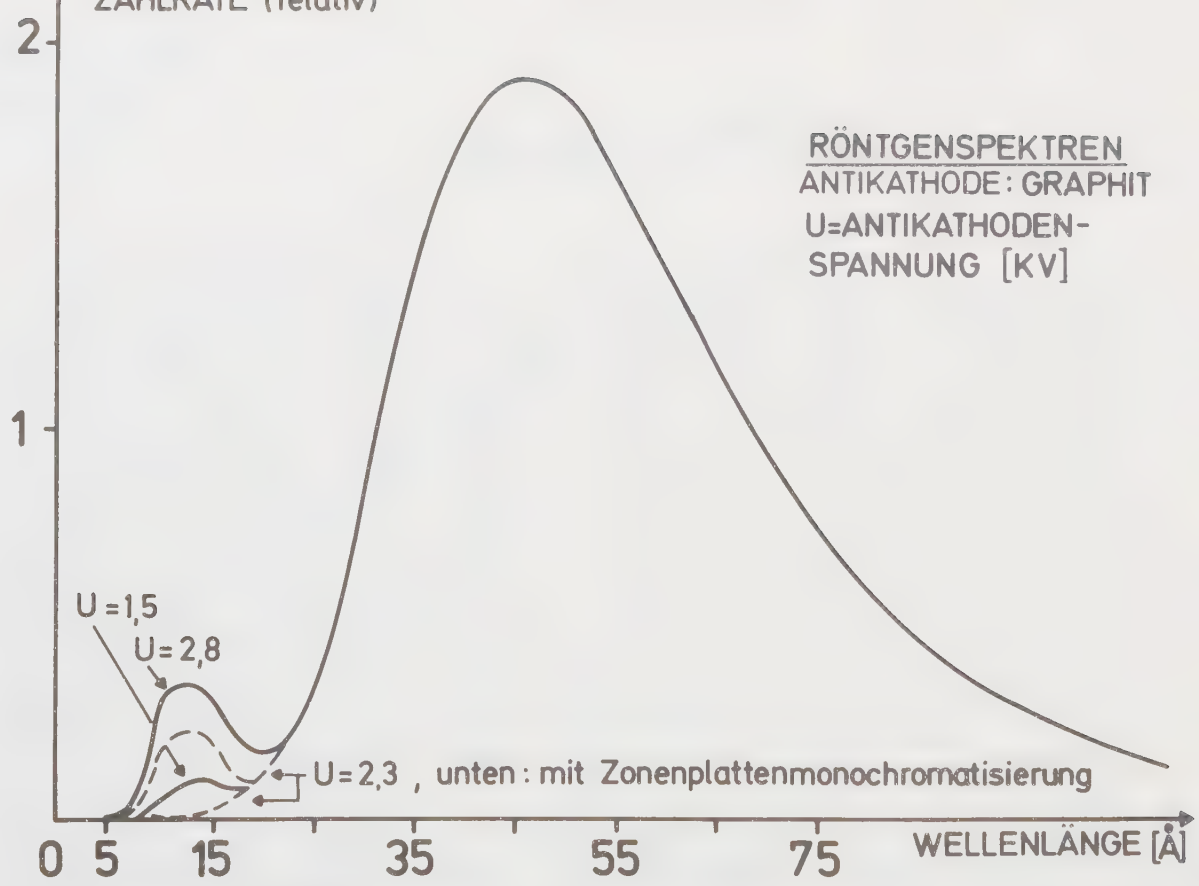


Abb. 4 Röntgenspektren

Die Eichung des Spektrums ist unsicher und muß erfolgen über bekannte Röntgenwellenlängen, die im Spektrum identifizierbar sind: zum einen wird dem Hauptmaximum die bekannte Wellenlänge 44,8 Å der C-K_α Strahlung zugeordnet, zum anderen ist die kurzwellige Grenzwellenlänge bekannt aus der Röntgenröhrenspannung. Zunächst blieb unklar, wie die noch unbekannte Energieauflösung des Zählrohres das wahre Röntgenspektrum verzerrte. Zonenplattenexperimente, die im folgenden erläutert werden, können die Frage klären.
Die Brennweite einer Zonenplatte ist in erster Näherung für die + 1. Ordnung gegeben durch $f = r_1^2/\lambda$. Eine Abbildung mit einer Zonenplatte genügt der Abbildungsgleichung $1/f = 1/b + 1/g$. Bei vorgegebener Gegenstandsweite g sind wegen des Farbfehlers $f \sim 1/\lambda$ für unterschiedliche Wellenlängen also unterschiedliche Bildweiten und Abbildungsmaßstäbe vorhanden. Eine Blende, in einer bestimmten Bildweite, die eine freie Öffnung von der Größe des Bildes besitzt, läßt also Strahlung einer bestimmten Wellenlänge passieren und blendet Strahlung anderer Wellenlängen aus. Die Anordnung wirkt als Monochromator; der Aufbau ist in Abb. 5 dargestellt. Die Anordnung wurde aufgebaut mit einer von D. Rudolph und G. Schmahl holographisch erzeugten Zonenplatte von 5 mm Durchmesser und 53cm Brennweite bei 44,8 Å. Die Zonenplatte bildete eine kleine Lochblende scharf auf das Zählrohrfenster ab. Die Fenstergröße entsprach mit etwa 0,4 mm Durchmesser der Bildgröße der Lochblende. Abb. 4 zeigt auch das unter diesen Bedingungen mit dem Differentialdiskriminator bestimmte Spektrum.(Antikathodenspannung 2,3 keV).

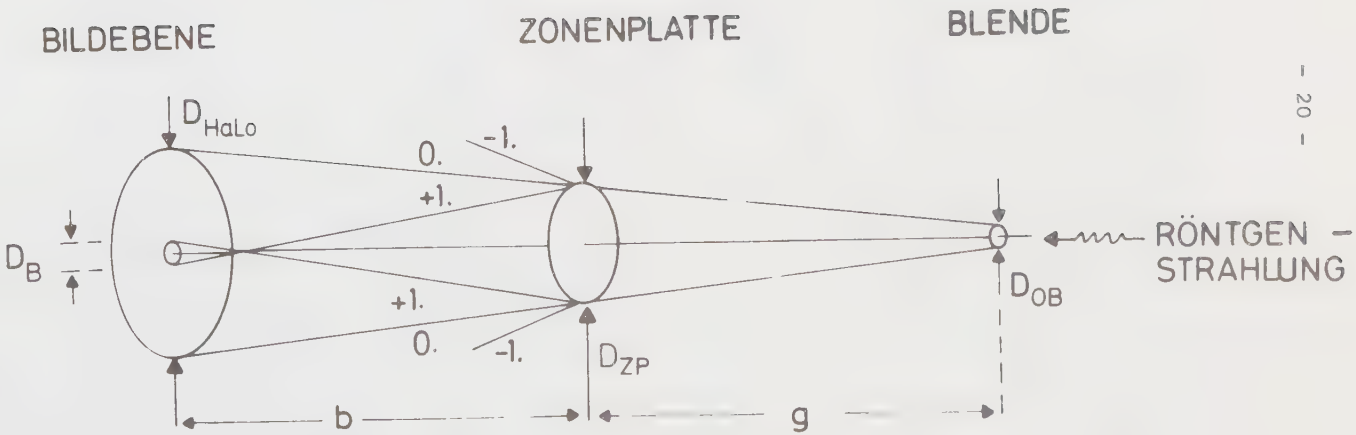


Abb. 5 Aufbau des Zonenplattenspektrometers

Man sieht: im Spektrum der Zonenplattenabbildung fehlt das kleine Maximum bei kurzen Wellenlängen. Außerdem wurde später nachgewiesen (B. III.4), daß das große Maximum zuzuordnen ist der C-K_α Strahlung, deren Linienhalbwertsbreite 1,8 Å beträgt. Das Zählrohr muß daher eine schlechte Energieauflösung besitzen; sie beträgt $\Delta E/E = 85$ % bei 0,28 keV Quantenenergie und leitet sich aus der relativen Halbwertsbreite des großen Maximums ab. Diese schlechte Energieauflösung ist zu erwarten:
Die Ionisierungsenergie des Zählrohrgases für ein Primärionenpaar liegt allgemein zwischen 25 - 30 eV. Ein C-K_α Quant besitzt ≈ 280 eV Energie und erzeugt daher im Mittel etwa $10 \pm \sqrt{10}$ Primärionenpaare. Die mittlere Schwankung beträgt rund $\pm$ 35 %; sie verursacht die schlechte Energieauflösung.
Die in Abb. 4 dargestellten Spektren sind nicht korrigiert bezüglich der wellenlängenabhängigen Absorption des Eintrittsfensters und des Zählgases . Liegt das kurzwellige Maximum bei ungefähr 10 Å, so würde die Korrektur keine wesentliche Veränderung bewirken, da das Produkt aus Fenstertransmission und Zählgasabsorption etwa den selben Wert wie bei 44,8 Å besitzt (19).

Es läßt sich aus einem Vergleich der Flächen unter den beiden Maxima abschätzen, daß der Anteil der gemessenen kurzwelligen Quanten nicht mehr als 5 % beträgt. Die kurzwellige Strahlung stammt wahrscheinlich von der kontinuierlichen Bremsstrahlung.
Die kurzwelligen Quanten können das wahre Spektrum

verfälschen, indem sie einen escape-peak im Zählgas (i. B. C-K_α Strahlung) erzeugen. Allgemein mißt man weniger escape-peak Quanten als erzeugende Quanten. Da die gemessene Anzahl der erzeugenden kurzwelligen Quanten kleiner als 5 % ist, kann eine wesentliche Verfälschung des Spektrums durch escape-peak Quanten nicht auftreten.

II.4 Die Bestimmung der Efficiency einer Zonenplatte

Mit dem Monochromatoraufbau (Abb. 5) läßt sich auch die Zonenplattenefficiency für die 1. Beugungsordnung bestimmen. Die Efficiency gibt an, wieviel % der Strahlung in die erste Ordnung abgebeugt wird. Dazu vergleicht man die Zählrate im Blendenbild mit der Zählrate ohne Abbildung. Die Zonenplatte wird dafür aus dem Strahlengang gefahren. Die Efficiency berechnet sich aus der Geometrie des Aufbaues wie folgt:

Es sei

N_B = Zählrate / FE im Bild, (FE = beliebige Flächeneinheit),

N_{Halo} = Zählrate / FE neben dem Bild im Zonenplattenhalo

N_H = Zählrate / FE ohne Zonenplatte

D_{ZP} = Zonenplattendurchmesser

D_{OB} = Blendendurchmesser im Objektraum

b/g = Abbildungsmaßstab

D_{Halo} = Durchmesser des Zonenplattenhalos in der Bildebene

D_B = Blendenbilddurchmesser

d_Z = Durchmesser der Zählrohrfensteröffnung

Das Zählrohrfenster sei kleiner als D_B, ($d_Z \leq D_B$)
Das Zählrohrfenster befinde sich in der Bildebene.
Nach Strahlensatz gilt :

$$\frac{D_{ZP}}{g} = \frac{D_{Halo}}{g + b} \; ; \; D_B = D_{OB} \times b/g.$$

Es sei $L = \text{konst.} \times N_H \times D_{Halo}^2$ die auf die Zonenplatte eingestrahlte Energie.
Im Bild wird eine um den Effiencyfaktor (=Eff.) geringere Energie gemessen: $L_{Bild} = L \times Eff =$ konst. $\times D_B^2 \times (N_B - N_{Halo})$.
Es folgt:

$$Eff = \frac{D_B^2}{D_{Halo}^2} \times \frac{N_B - N_{Halo}}{N_H} = \frac{N_B - N_{Halo}}{N_H} \times$$

$$\times \left\{ \frac{D_{OB} \times b \times g}{g \times D_{ZP} \times (g+b)} \right\}^2$$

$$= \frac{N_B - N_{Halo}}{N_H} \times \left\{ \frac{D_{OB}}{D_{ZP}} \right\}^2 \times \left\{ \frac{1}{(1 + g/b)} \right\}^2$$

Mit D_{ZP} = 5 mm, D_{OB} = 1,02 mm, g/b = 200,9 cm/73,6 cm
N_H = 126120 Impulse und $N_{Bild} - N_{Halo}$ = 1699300 Impulse folgt: Eff = 0,04 = **4** %.
Die angegebenen Impulszahlen wurden mit dem Integraldiskriminator gemessen. Für eine Differentialdiskriminatormessung ergäbe die Auswertung eine höchstens etwa größere Efficiency, denn die Impulszahlen N_H , N_{Halo} enthielten nicht den Beitrag der kurzwelligen Strahlung. Da die Antikathodenspannung nur 1,5 keV betrug, ist dieser Beitrag aber sowieso sehr gering und verursacht einen vernachlässigbaren Fehler.

In weiteren Messungen wurde die Efficiency des Zonenplattenrandgebietes bestimmt. Dabei verdeckte eine Blende etwa 60 % der inneren Zonenplattenfläche. Die Messung ergab, daß das äußere Zonenplattengebiet eine um absolut 0,26 % geringere Efficiency als das verdeckte besitzt. Die Abweichung liegt allerdings innerhalb der Meßgenauigkeit.
Für die untersuchte (Amplituden-)Zonenplatte sollte der Theorie nach in der ersten Ordnung eine Efficiency von 8,5 % möglich sein. Dass tatsächlich nur 4 % in die 1. Ordnung abgebeugt werden, läßt sich erklären, denn reale Zonenplatten enthalten Störungen, wie z. B.:
ein Strich-Lücke Verhältnis (Breitenverhältnis zweier nebeneinanderliegender Zonen), das für hohe Zonenzahlen nicht gegen 1 strebt;
eine Transmission der Lücken-Zonen, die kleiner als eins ist, da sich die Zonenplatte auf einer Lackfolie befindet;
eine Transmission der Strich-Zonen, die größer als 0 ist, da diese Zonen aus Gold von nur einigen 100 Å Dicke bestehen;und
eine leichte Unschärfe der Zonenränder.
Die praktisch erreichte Efficiency von 4 %, das sind etwa 50 % des theoretischen Wertes, stellt ein gutes Ergebnis dar.

II.5 Die Bestimmung der Quantenausbeute eines Channeltrons

Mit Hilfe des absolut geeigneten Zählrohrs ließ sich auch die Quantenausbeute von Channeltrons (Typ Valvo BL 310 AV, einseitig geschlossen)

für die C-K_α Strahlung bestimmen. Bei 500 Volt Antikathodenspannung wurden die Zählraten von Channeltron und Zählrohr verglichen (im Aufbau ohne Zonenplatte). Die Channeltronspannung betrug 2,5 keV. Der Quantenausbeute-Absolutwert des Channeltrons beträgt 5 - 6 %.

Es soll noch eine Fehlerquelle diskutiert werden: Jeder Impuls erzeugt bekanntlich auch positive Ionen, die im Spannungsgefälle des Channeltrons beschleunigt werden. Trifft ein Ion in der Nähe des Channeltronseingangs auf die Innenwandung, so kann es einen "Nachimpuls" auslösen. Um sicher zu gehen, daß pro Quant nur 1 Impuls gezählt wurde, schaltete ein retriggerbarer Pausengenerator die Impulszählung nach jedem Impuls für mindestens 100 /usec ab. Nachimpulse folgen dem Primärimpuls nämlich meistens innerhalb von Mikrosekunden (20), fallen also in die Abschaltdauer und verfälschen dann die Zählrate nicht. Da der Pausengenerator retriggerbar ist, schaltet er nur dann den Impulszähler und dessen Zeitzählung wieder an, wenn vom Zeitpunkt des letzten Nachimpulses an eine Pausenzeitdauer verstrichen ist.

Fällt jeder Nachimpuls in die Pausenzeitdauer des vorangegangenen, so endet die Pause nicht mehr. Dieser Extremfall, der auch bei hohen Impulsraten auftritt, erlaubt keine sinnvolle Messung mehr.

Mit dem Pausengenerator vermeidet man auch die Zählverluste, die infolge von Totzeiten der Elektronik auftreten: z. B. enthält der Vorverstärker ein Differenzierglied mit einer Erholungszeitkonstanten von 30 /usec.

Um das in Kap. II.3 beschriebene Strahlungsspektrum aufzunehmen, wurden nur Impulse ausgewertet, denen eine Pausenzeit von 100 /usec vorausging.

II.6 Die Bestimmung der Quantenausbeute eines Channelplates

Ein Channeltron, im Deutschen Kanalelektronenvervielfältiger genannt, kann, wie der Name sagt, auch Elektronen messen. Diese Eigenschaft läßt sich nutzen, um die Quantenausbeute eines Channelplates zu bestimmen: Das benutzte einstufige Channelplate (Typ Valvo) enthält beidseitig offene Elektronenvervielfacherkanäle, deren Mittenabstand 60 /u beträgt. Die Röntgenstrahlung beleuchtete eine Channelplatefläche von 1/2 mm Ø. Jedes ausgebeutete Quant erzeugt eine Elektronenlawine, die aus dem Channelplate austritt. Diese Elektronenlawinen wurden nachbeschleunigt und vom Channeltron als Impulse gemessen. Es wurde wieder der Pausenzeitgenerator eingesetzt, da die Anordnung sehr empfindlich für Nachimpulse ist. Es ergab sich, daß für eine Channelplatespannung von 200 - 500 Volt die Quantenausbeute des Channelplates effektiv 2 - 4 % beträgt. Für höhere Channelplatespannungen verbesserte sich die Quantenausbeute nicht, lediglich die Störanfälligkeit für Nachimpulse stieg an.

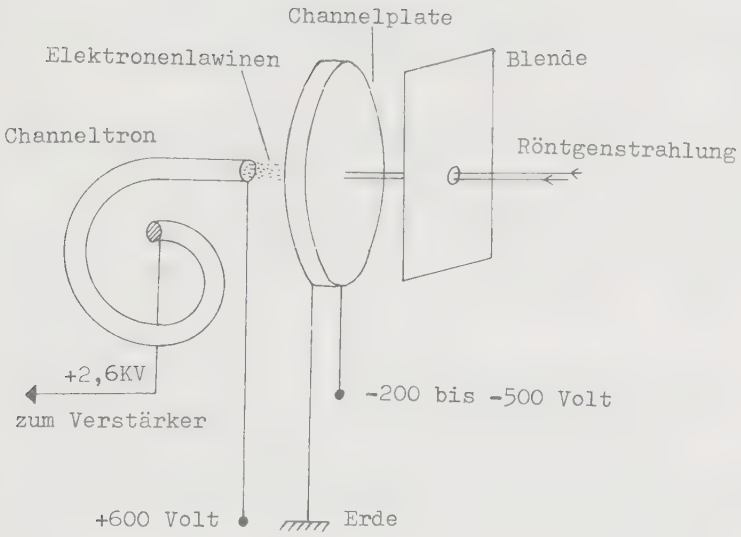


Abb. 6 Aufbau zur Messung der Quantenausbeute eines Channelplates

III. Das Zonenplattenspektrometer

Dieses Kapitel beschreibt die Funktionen eines Zonenplattenspektrometers und eine Messung. Benutzt wird die Zonenplattenmonochromatoranordnung von Abb. 5 .
Verschiebt man das Zählrohr entlang der optischen Achse, so registriert es das Spektrum der Röntgenstrahlung. Das Zählrohr mißt hauptsächlich die auf seine Fenster-Meßblende fokussierte Strahlung. Eine quantitative Beschreibung folgt in Kapitel III.2 ff.

III.1 Die Festlegung der Wellenlänge in einem Zonenplattenspektrometer

Die Wellenlänge λ der Quanten, die das Spektrometer gerade auf die Meßblende fokussiert, berechnet sich wie folgt:
b+g = K sei die Länge des optischen Aufbaus,
f_o die bekannte Brennweite bei der Wellenlänge λ_o.
In erster Näherung gilt:

$$f \sim \frac{1}{\lambda} \quad \frac{1}{f} = \frac{\lambda}{\lambda_o \cdot f_o} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} =$$

$$= \frac{g+b}{gb} = \frac{K}{b \cdot (K-b)}$$

$$\lambda = \frac{\lambda_o \cdot f_o \cdot K}{b \cdot (K-b)}$$

Diese Beziehung ordnet jedem Abstand b zwischen Zonenplatte und Zählrohrmeßblende eine Wellenlänge λ zu, für die die Abbildung der Objektblende auf die Meßblende gerade scharf ist.

III.2 Die spektrale Auflösung eines Zonenplattenspektrometers

Im folgenden wird die spektrale Auflösung des Zonenplattenspektrometers abgeleitet.

III.2.1 Die theoretische Auflösung

Die größte spektrale Auflösung eines Zonenplattenspektrometers erhält man, wenn das Bild auf die Größe des Airy-Scheibchens begrenzt bleibt und die Meßblende eine vergleichbare Größe besitzt: $b\lambda/D_{ZP} \approx d_Z$. Für diesen Fall läßt sich die theoretische Auflösung ableiten:
Die von einer monochromatischen Linie meßbare Intensität im Airy-Scheibchen ergibt sich aus der Lösung des Beugungsintegrals. In Richtung der optischen Achse ist diese eine $(\mathrm{sinc})^2$-Funktion (21), deren Hauptmaximum sich in der geometrisch-optisch berechenbaren Bildweite b befindet, und deren beide Intensitätsminima erster Ordnung sich in

$$\Delta b = 2 \cdot \lambda \cdot b \cdot f / r_N^2 = 2b/N \; ; r_N = D_{ZP}/2 \quad (*)$$

Abstand vom Hauptmaximum befinden. Hierin ist N/2 die Zahl der Zonenpaare und entspricht der Zahl der Gitterkonstanten des Kreisgitters. Dann können zwei monochromatische Linien, die von derselben Quelle abgestrahlt werden, und deren Bildweite sich um $\approx \Delta b$ unterscheiden, aufgelöst werden; das Maximum der einen Linie liegt (genähert) im Minimum der anderen und umgekehrt. Quantitativ ergibt sich, daß mit der Meßblende zwischen den beiden Hauptmaxima ein Intensitätsminimum meßbar ist. Die Brennweite der ersten Ordnung einer Zonenplatte beträgt

in der quadratischen Näherung $f = r_N^2 / (\lambda \cdot N)$, also $|\Delta f| \approx f \cdot \Delta\lambda/\lambda$. Für die Wellenlänge λ folgt mit h = b/f als Faktor: $b = h \times f$, $\Delta b = h \times \Delta f$

$$\Delta b \approx b \times \Delta\lambda/\lambda$$

Durch Vergleich mit (*) ergibt sich die theoretische Auflösung: $R = \lambda/\Delta\lambda = N/2$.
Sie ist zahlenmäßig gleich der Zahl der Gitterkonstanten und entspricht der Zahl der interferierenden Strahlenbündel.

III.2.2 Die Auflösung in der Praxis

Es soll nun die spektrale Auflösung bestimmt werden mit einer Meßblende, deren Durchmesser d_Z wesentlich größer ist als der Durchmesser eines Airy-Scheibchens in der Bildweite b, so daß sich die folgenden Rechnungen geometrisch-optisch vornehmen lassen.
Der Durchmesser $2 \cdot r$ des tatsächlich erzeugten Bildscheibchens liege zwischen dem des Airy-Scheibchens und dem der Meßblende d_Z:

$$D_{ZP} \gg d_Z \gg \lambda \cdot b / D_{ZP}$$
$$d_Z \geq 2 \cdot r \geq \lambda \cdot b / D_{ZP}$$

Wie im zuvor diskutierten Fall muß zuerst der für monochromatische Strahlung (Wellenlänge λ^*) registrierbare Intensitätsverlauf entlang der optischen Achse bestimmt werden. Im Unterschied zur strengen Definition soll unter der Intensität die vom Zählrohr meßbare Zählrate verstanden werden.
Befindet sich das Zählrohr im Abstand b*,

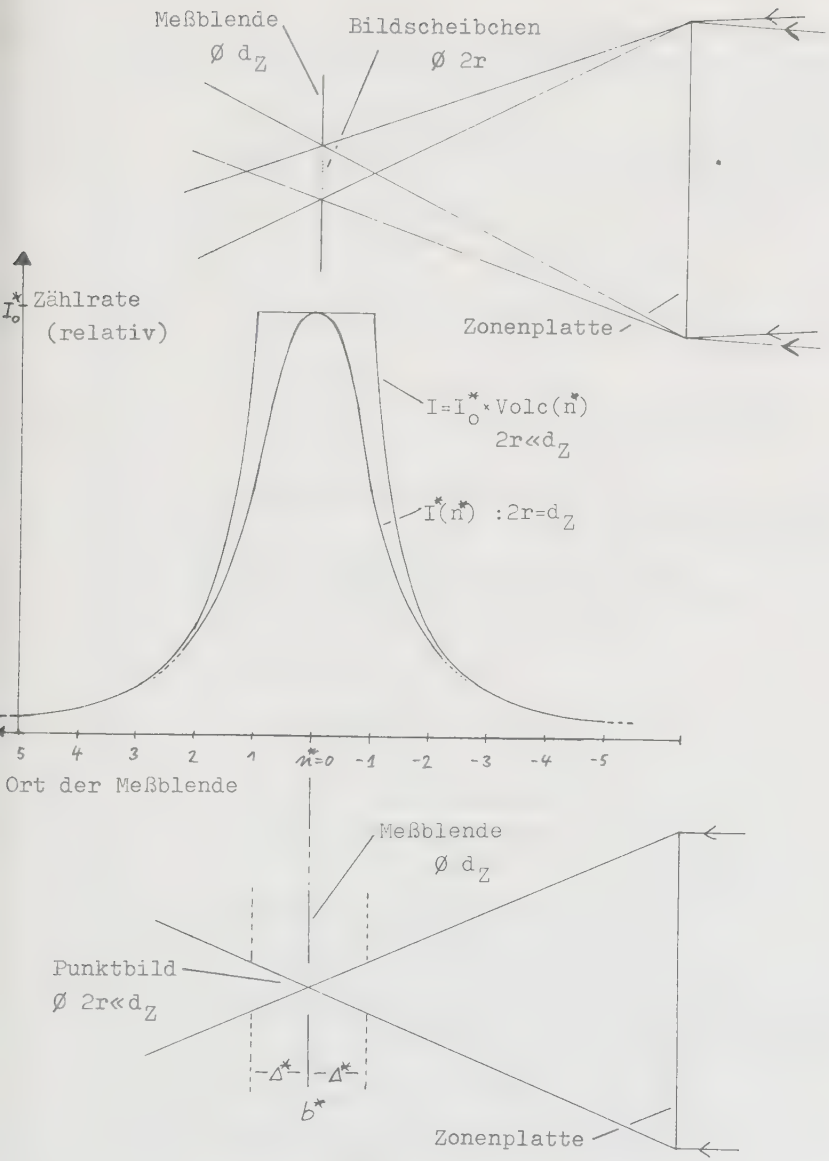


Abb. 7 Die Registrierung einer Spektrallinie mit dem Zonenplattenspektrometer

so mißt es die Zählrate I_o^*;
b ist der variable Abstand der Meßblende von der Zonenplatte,
$\Delta^* = b^* \times d_Z/D_{ZP}$ ist eine charakteristische Länge,
n^* ist ein dimensionsloser Parameter, der b und b^* verknüpft:

$$b = b^* + n^* \times \Delta^*.$$

Die in b registrierbare Zählrate I(b) ist dann

$$I(b) = I^*(n^*) = I_o^*/n^{*2}, \quad |n^*| \geq 2.$$

Für $|n^*| \geq 2$ ist $I^*(n^*)$ also eine quadratisch abfallende Funktion.

Für $0 < n^* < 2$ muß die Zählrate meistens numerisch bestimmt werden. Sie hängt ab vom Verhältnis $d_Z/2r$:

a)
Falls $d_Z/2r \approx 1$ - dieser Fall entspricht der noch folgenden Anwendung -, so hat die Zählrate bei $n^* = 0$ ein lokales Maximum mit $I = I_o^*$ und bei $n^* = 1$ den Wert $I = 0{,}58 \times I_o^*$, der sich numerisch bestimmt.
Der Verlauf von $I(n^*)$ ist in Abb. 7 dargestellt.

Nun läßt sich die spektrale Auflösung bestimmen:
Die Röntgenstrahlung bestehe aus 2 monochromatischen Spektrallinien der Wellenlängen

$$\lambda^*; \quad \lambda^{**} = \lambda^* + \delta\lambda^*; \quad \delta\lambda^* \ll \lambda^*$$

die dieselbe Intensität besitzen, und für deren Bildweiten b*, b** gilt:

$$b^* - \Delta^* = b^{**} + \Delta^{**} \approx b^{**} + \Delta^*$$

Dann registriert die Meßblende in b* und b** zwei lokale Intensitätsmaxima und dazwischen ein lokales Intensitätsminimum, dessen Einsenkung 6 % beträgt. Man kann daher λ^* und λ^{**} als Wellenlängen der Auflösungsgrenze definieren und erhält:

$$R = \frac{\lambda^*}{\delta\lambda^*} = \frac{b^*(1+b^{**}/g)}{b^* - b^{**}} = \frac{b^*(1+b^{**}/g)}{2\,\Delta^*} = \frac{D_{ZP}(1+b^{**}/g)}{2\,d_Z}$$

b)
Das Bildscheibchen besitze die Größe des Airy-Scheibchens: $2r \approx b \times \lambda / D_{ZP}$,
so daß $d_Z/2r >> 1$ gilt.
Die Zählrate einer monochromatischen Linie λ^* hat dann den in(35) definierten Verlauf einer Volc-Funktion (vgl. Abb. 7):

$$I(n^*) = I_o^* \times \mathrm{Volc}\,(n^*) = I_o^* \times \begin{cases} 1 & ; n^* \leq 1 \\ 1/n^{*2} & ; n^* \geq 1 \end{cases}$$

Um die spektrale Auflösung für diesen Fall zu bestimmen, sei wieder die aus zwei monochromatischen Spektrallinien bestehende Röntgenstrahlung betrachtet. Der meßbare Zählratenverlauf ergibt sich aus der Überlagerung der Volc-Funktion der Wellenlänge λ^* und λ^{**}. Unter der Voraussetzung $b^* - \Delta^* = b^{**} + \Delta^{**}$ leitet sich wieder dieselbe spektrale Auflösung $R = D_{ZP} \times (1+b^*/g)/(d_Z \times 2)$ Allerdings stoßen in diesem Fall die Plateaus der beiden Volc-Funktionen direkt aneinander, so daß der resultierende Intensitätsverlauf für

für zwei Spektrallinien an der Auflösungsgrenze gerade keine Einsenkung mehr zeigt.
Das Plateau der Volc-Funktion, in dem $I = I_o^* =$ konstant gilt, reicht von $b^* - \Delta^*$ bis $b^* + \Delta^*$.
Die relative Breite des Plateaus beträgt:

$$\frac{2 \times \Delta^*}{b^*} = \frac{2 \times d_Z}{D_{ZP}} = PB$$

sie soll Plateaubreite heißen.

c)
In allen übrigen Fällen, in denen für die Größe des Bildscheibchens gilt: $b \times \lambda / D_{ZP} < 2r < d_Z$, liegt der Zählratenverlauf zwischen den beiden behandelten Grenzfällen . Die spektrale Auflösung beträgt unverändert
$R = D_{ZP} \times (1+b^*/g)/(d_Z \times 2)$

d)
Falls die Meßblende kleiner ist als das Bildscheibchen ($d_Z < 2r$), so besitzt die spektrale Auflösung den Wert $D_{ZP} \times (1+b^*/g)/4r$. In Kap. C.V findet sich hierfür eine Begründung.

III.3 Die spektrale Auflösung einer apodisierten Zonenplatte

In allen bisher betrachteten Fällen war die von monochromatischer Strahlung meßbare Intensität nie Null, egal in welcher Bildweite die Meßblende sich befand. Die Situation kann sich ändern, wenn man eine Zonenplatte benutzt, deren Zentrum eine

materielle röntgenstrahlenundurchlässige Blende abdeckt. Außerdem fehlt im Schattenbereich der Blende die Strahlung der nullten Ordnung, die sonst z. B. bei Beobachtung kontinuierlicher Röntgenspektren astronomischer Objekte den Kontrast eines Bildes herabsetzt oder die z.B. bei der Spektrometrierung kontinuierlicher Röntgenspektren sehr stören würde.

III.3.1 Die Spektrale Breite

Es soll der Spektralbereich bestimmt werden, aus dem überhaupt Strahlung durch eine Meßblende treten kann, wenn das Zonenplattenzentrum abgedeckt ist. Für die relative Breite dieses Spektralbereichs wird noch der Begriff "Spektrale Breite" eingeführt.
Es sei vorausgesetzt, daß die Strahlung ein Fokusbild, z. B. ein Airy-Scheibchen, besitzt, deren Durchmesser klein ist gegenüber den betrachteten Blenden und Zonenplatten.

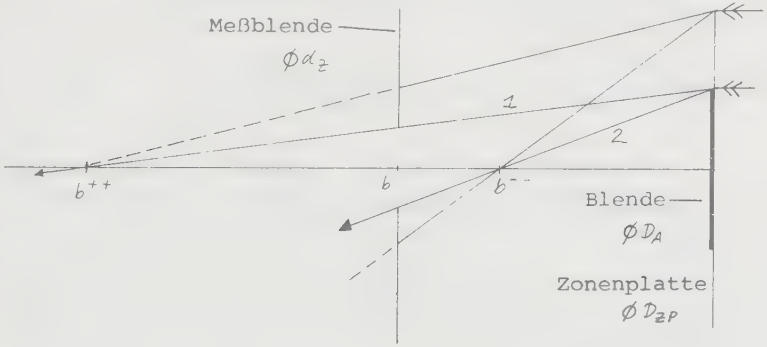


Abb. 8 Strahlenverlauf für die Quantenenergien E^{++} und E^{--}

Es sei: D_A = Durchmesser der abdeckenden Kreisscheibenblende,
b^{++}, b^{+}, b, b^{-}, b^{--} = Bildweiten für 5 verschiedene Quantenenergien E^{++}, E^{+}, E, E^{-}. E^{--}.
Die Durchmesser d_Z, D_{ZP}, D_A seien groß gegenüber den Airy-Scheibchen.
Die Abb. 8 stellt den Strahlenverlauf für die kleinste und größte gerade noch registrierbare Quantenenergie dar.
Die Röntgenquelle befinde sich in der Entfernung g. In der Bildweite b wird die Strahlung der Quantenenergie E fokussiert. Quantenenergien mit Bildweiten $\geq b^{++}$ oder $\leq b^{--}$ liefern keinen Beitrag zur Intensität durch die Meßblende.
Nach dem Strahlensatz gilt:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Strahl 1: } b^{++}/D_A = b/(D_A - d_Z);\\ &\text{Strahl 2: } b^{--}/D_A = b/(D_A + d_Z); \end{aligned}\right\} \quad d_Z \leq D_A$$

Die Abbildungsgleichung $1/f = 1/g + 1/b$ liefert die Brennweiten f, f^{++}, f^{--}.
Da $f \sim E$, folgt als relative Breite $\Delta E/E$ des gesuchten Spektralbereichs, die auch "Spektrale Breite" SB heißen soll:

$$SB: = \Delta E/E = (f^{++} - f^{--})/f = \frac{(1+b/g) \times 2d_Z/D_A}{(1+b/g)^2 - d_Z^2/D_A^2}$$

$$; \; d_Z \leq D_A$$

Für astronomische Röntgenquellen gilt:
$g \to \infty$, also

$$SB = \Delta E/E = (2d_Z/D_A)/(1-d_Z^2/D_A^2);$$

ist außerdem $d_Z \ll D_A$, so folgt:

$$SB = \Delta E/E = 2d_Z/D_A.$$

Die spektrale Breite SB berechnet sich in diesem Fall genau so wie die Plateaubreite PB einer Volc-Funktion, die zu einer Zonenplatte vom Durchmesser $D_{ZP} = D_A$ gehört.

III.3.2 Die Monochromatisierung

Es soll jetzt der Spektralbereich bestimmt werden, aus dem ein Empfänger hinter der Meßblende die volle Intensität der Strahlung registrieren kann. Als relative Breite dieses Spektralbereichs wird später der Begriff "Monochromatisierung" eingeführt. Die Zeichnung Abb. 9 stellt den Strahlenverlauf für die kleinste und größte Quantenenergie dar, die der Bedingung gerade noch genügen.

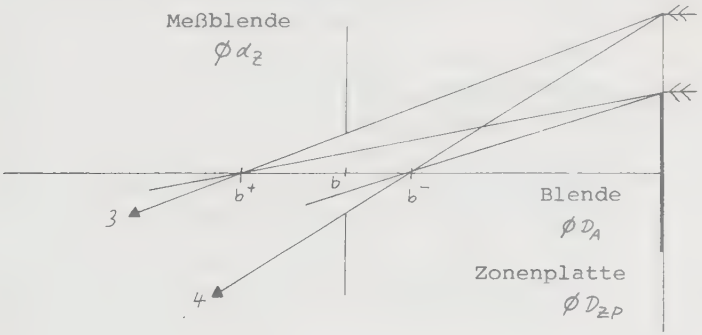


Abb. 9 Strahlenverlauf für die Quantenenergien E^+ und E^-

An Hand der Zeichnung erkennt man, daß dieser Bereich nicht abhängt von der Größe der abdeckenden Blende.
Nach dem Strahlensatz gilt für Strahl 3:

$D_{ZP}/b^+ = (D_{ZP} - d_Z)/b$ und für Strahl 4:

$D_{ZP}/b^- = (D_{ZP} + d_Z)/b$; $d_Z \leq D_{ZP}$.

Über die Abbildungsgleichung bestimmen sich f^+ und f^-.

Ersetzt man in den Formeln für die Berechnung der spektralen Breite D_A durch D_{ZP}, so ergibt sich die relative Breite des zugehörigen Spektralbereichs: $(E^+ - E^-)/E$; er werde Monochromatisierung M genannt:

$$M: = \Delta E/E = (f^+ - f^-)/f = \frac{(1+b/g) \times 2d_z / D_{ZP}}{(1+b/g)^2 - d_z^2/D_{ZP}^2}\ ;\ d_z \leq D_{ZP}$$

Für astronomische Röntgenquellen gilt:
$g \to \infty$, also

$$M = \Delta E/E = \frac{2 d_z / D_{ZP}}{1 - d_z^2/D_{ZP}^2}$$

Ist außerdem $d_Z \ll D_{ZP}$, so folgt:

$$M = 2 \times d_Z/D_{ZP}.$$

In diesem Fall berechnet sich die Monochromatisierung genauso wie die Plateaubreite PB einer Volc-Funktion, und es gilt außerdem $R = 1/M$.
Man sieht, daß $M \leq SB$ stets gilt.

III.4 Messung der $C\text{-}K_\alpha$ Röntgenspektrallinie

Für die Messung des Spektrums der $C\text{-}K_\alpha$ Strahlung der Röntgenröhre wurde folgender Aufbau benutzt, der gegenüber der Abb. 5 geringfügig geändert ist: Die Lochblende im Objektraum besitzt 88 μm Durchmesser, die im Bildraum 30 μm Durchmesser. Bei λ = 44,8 Å betrug der Abbildungsmaßstab 2,6:1 (Verkleinerung). Die 88 μm Blende befand sich etwa 2 cm, also sehr dicht, vor der Antikathode und erlaubte eine homogene Beleuchtung der Zonenplatte. Das Röntgenzählrohr und seine 30 μm Meßblende waren von außen an den Vakuumkessel angeflanscht und nur seitlich justierbar; die Länge g + b = 274 cm blieb konstant. Anstelle der Meßblende im Bildraum wurde daher die Zonenplatte entlang der optischen Achse verschoben, so daß sowohl b als auch g variierten.
Die Abb. 10 zeigt das (entzerrte) Spektrum der benutzten $C\text{-}K_\alpha$ Röntgenstrahlung gemessen mit dem Zonenplattenspektrometer. Das Linienmaximum wurde an Hand der Literaturwerte auf 44,8 Å gelegt. Die Zonenplattenbrennweite ließ sich aus dieser Festlegung, den gemessenen Werten b und g und über die Abbildungsgleichung genau berechnen.
Der Entzerrung der Meßwerte lagen folgende Überlegungen zugrunde:

Die Gegenstandsweite, die Bildgröße, die spektrale Auflösung und die von der Zonenplatte empfangene Intensität sind Funktionen der Bildweite.

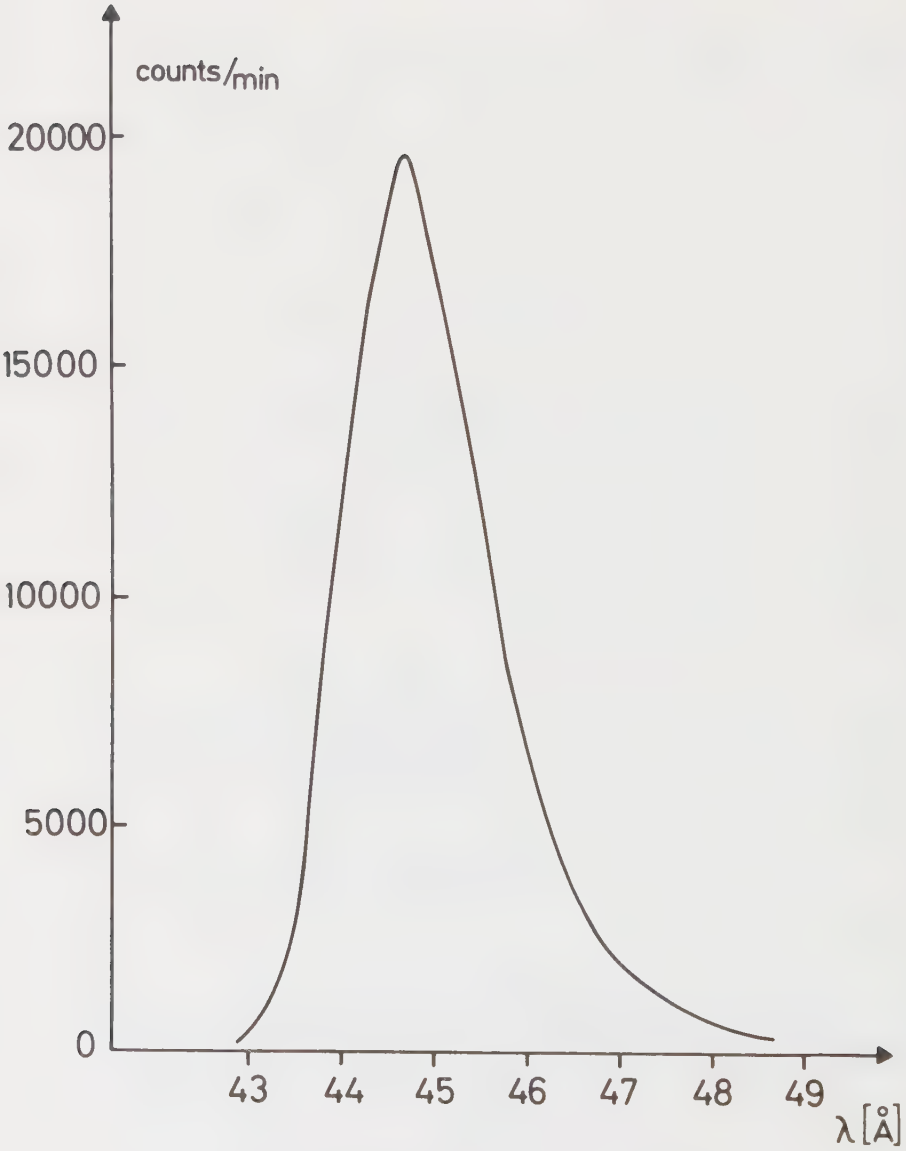


Abb. 10 Die mit dem Zonenplattenspektrometer gemessene C-K_α Linie

Für 15 verschiedene Bildweiten lagen Intensitätsmeßwerte vor.
Das wahre C-K_α Strahlungsspektrum kann man sich also zerlegt denken in 15 Spektrallinien genau definierter Wellenlängen und Breiten. Das Zählrohr mißt also eine Überlagerung der 15 durch die Apparatefunktion des Zonenplattenspektrometers verbreiterten Spektrallinien.
Zur Entzerrung variiert man daher die Intensitäten der einzelnen Spektrallinien solange, bis sich die Meßwerte reproduzieren. Die so optimierten Intensitäten der Spektrallinien müssen noch korrigiert werden bezüglich der wellenlängenabhängigen Quantenausbeute des Zählrohrs. Dafür wurden die bei Henke (19) angegebenen Daten benutzt.
Die Intensität jeder Spektrallinie (Wellenlänge: λ_n) muß außerdem geteilt werden durch ihre Breite, die $\approx (\lambda_{n+1} - \lambda_{n-1})/2$ beträgt.
Es ergibt sich dann der in Abb. dargestellte Kurvenverlauf. Im Bereich der Absorptionskante ($\lambda \leq 43$Å) liegt die Zählrohrquantenausbeute unter 1 %. Eine genaue Korrektur ist nicht möglich.
Die Halbwertsbreite der gemessenen Linie beträgt mit 1,8 Å mehr als die vergleichbarer Messungen (22).
Folgende Erklärungen kommen in Frage:

Kohlenstoff kontaminiert die Antikathode, denn die charakteristische Strahlung von Kohlenstoffkontaminition besitzt eine größere Linienbreite;
die Röntgenstrahlungsintensität schwankte während der Meßzeit von einigen Stunden;

die Justierung war ungenau;
die Zonenplatte besaß eine schlechtere spektrale Auflösung, als theoretisch abgeleitet war, so daß die Entzerrung eine falsche Linienbreite liefern muß. Dies kann deswegen auftreten, weil die benutzte Zonenplatte nicht bezüglich sphärischer Aberration korrigiert war.

IV. Photographische Filme zum Nachweis von Röntgenstrahlung

IV.1 Die Definition der detective quantum effiency und der responsive quantum effiency

Die Photographie ist eine der gebräuchlichsten Methoden zur Registrierung von Photonen. Zur Charakterisierung ihrer Quantenausbeute kann man die "detective quantum effiency" - kurz DQE - angeben, deren Definition auf Rose, 1946, (23) zurückgeht, und die auch auf andere Strahlungsempfänger anwendbar ist, z. B. auf Zählrohre. Die DQE verknüpft das Signal/Rausch - Verhältnis der belichtenden Photonen mit dem Signal/Rausch-Verhältnis ihrer Aufzeichnung:

$$\left(\frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}}\right)^2_{\text{Aufzeichnung}} = \text{DQE} \times \left(\frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}}\right)^2_{\text{Photonen}}$$

Das Signal/Rausch-Verhältnis der belichtenden Photonen ist gleich der Quadratwurzel aus ihrer absoluten Anzahl ("Photonenrauschen"), wenn man die Photonen als von einander unabhängig ansieht. Das Signal/Rausch-Verhältnis der Aufzeichnung ließe sich z. B. aus der entwickelten Körneranzahl und deren mittlerer Schwankung bestimmen. Die mittlere Schwankung kann man natürlich nur angeben, wenn viele gleichartig belichtete Filmproben vorliegen. Da die Körner eines photographischen Filmes i.allg. keine einheitliche Größe besitzen, und da es äußerst mühsam wäre, sie zu zählen, bestimmt man das Signal/Rausch-Verhältnis in der Praxis mit einer photometrischen Methode: Dem mittleren Rauschen der Filmschwärzung $\bar{S} \pm \sigma$, gemessen aus

vielen gleichartig belichteten Filmproben, ordnet man mit der Schwärzungskurve ein Rauschen der belichtenden Photonen zu: $\bar{S} \pm \sigma$ — Schwärzungskurve ⟶ $\bar{N} \pm \sigma_N$. N/σ_N ist dann das Signal/Rausch-Verhältnis der Aufzeichnung. Die Formeln werden später abgeleitet.

Der Wert $DQE^{0,5}$ gibt den Faktor an, um den das Signal/Rausch-Verhältnis schlechter ist, wenn man statt des direkten Photonensignals dessen Aufzeichnung durch einen photographischen Film betrachtet. Da das Signal/Rausch-Verhältnis nie besser sein kann als das des Photonensignals, ist allgemein die $DQE \leq 1$.

Das Verhältnis Rauschen/Signal $= \tilde{\sigma}$ kann man als relatives Rauschen bezeichnen. Dann gilt:

$$\tilde{\sigma}_{\text{Aufzeichnung}} = (DQE)^{-0,5} \times \tilde{\sigma}_{\text{Photonen}}$$

Der Wert $(DQE)^{-0,5}$ gibt also an, wie stark das relative Rauschen bei der Aufzeichnung durch den Film verstärkt wird. In der Literatur heißt $(DQE)^{-0,5}$ auch der "noise amplification" Faktor (24).

Im Unterschied zu DQE gibt die "responsive quantum effiency" - kurz RQE - an, wieviel "Ausgangsimpulse" ein eintreffendes Photon im Mittel erzeugt.

Die Bestimmung der Quantenausbeute von Zählrohr Channeltron und Channelplate basieren auf vergleichenden Zählratenmessungen. Die so bestimmten Quantenausbeuten geben daher die RQE an.

Um die Definition der RQE auf einen photographischen Film anzuwenden, muß man die Zahl der schwarzen Körner ansehen als die erzeugten Ausgangsimpulse. Bekanntlich erzeugen Elementarteilchen bestimmter Energien in Filmen entlang ihrer Bahn viele schwarze Körner. Dementsprechend ist

für solche Teilchen die RQE oft wesentlich größer als 1.
Unter besonderen Bedingungen stimmen die DQE und die RQE dem Zahlenwert nach überein: werden t % der auf einen Empfänger eintreffenden Photonen ausgebeutet und erzeugt jedes ausgebeutete Photon genau einen "Impuls", - das kann je nach Empfängertyp ein geschwärztes Korn, ein elektrischer Impuls oder auch wieder ein Photon sein - so ist im Idealfall DQE = RQE = t % (25).
Betrachtet man eine nicht vollständig absorbierende Folie als den "Empfänger", so gibt t ihre Transmission an. Betrachtet man die Zonenplatte als Empfänger und die in ihre erste Ordnung abgebeugten Photonen als die "erzeugten Impulse", so ist t die Zonenplattenefficiency. Im Kapitel B. II.4 betrug Eff = 4 % = t; damit besitzt die Zonenplatte den noise amplification Faktor .
$(DQE)^{-0,5} = t^{-0,5} = 5$.
Tatsächlich aber fügt jeder andere reale Empfänger der Messung ein Rauschen hinzu; dies kann für einen Multiplier u.a. im Dunkelstrom und für einen Film u. a. in den Körnern des Schleiers bestehen. Daher gilt allgemein $DQE \leq RQE$.
Für photographische Filme gibt man meistens die DQE an. Der Formalismus, mit dem sich aus den photometrischen Daten die DQE ableitet, erlaubt es, noch weitere Eigenschaften eines Filmes anzugeben.

IV.2 Meßwerte der DQE und der RQE photographischer Filme, die aus der Literatur bekannt sind

Bekanntlich wird ein Korn erst dann entwickelbar

durch den chemischen Entwicklungsprozeß, wenn in ihm eine bestimmte Anzahl von Photoelektronen vorhanden ist. Diese Anzahl ist abhängig vom chemischen Aufbau des Filmmaterials und beträgt mindestens 4 Photoelektronen (26). Da ein absorbiertes Lichtphoton wegen seiner geringen Energie nur ein Photoelektron erzeugen kann, muß die RQE photographischer Filme im sichtbaren unter 25 % liegen.

Die gemessene DQE beträgt für handelsübliche Kodakfilme 0,1 - 1 % (25). Für "gebackene" astronomische Photoplatten sollen 4 % erreicht werden können (27).

Für harte Röntgenstrahlung beträgt die RQE auch für sehr unempfindliche Filme mehr als 100 % (28), die DQE müßte aus diesem Grund wesentlich größer sein als für sichtbares Licht.

Die DQE von photographischen Filmen beträgt für Belichtungen mit beschleunigten Elektronen bis zu 75 % (29).

Filme, die mit harter (28) oder mit weicher Röntgenstrahlung (30) belichtet werden, zeigen außerdem keine merkliche Abweichung vom Reziprozitätsgesetz; m.a.W., die Schwärzungskurven $S(I^{\varepsilon} \times t)$ besitzen - im Unterschied zu Belichtungen im sichtbaren - den Exponenten $\varepsilon = 1$.

DQE-Meßwerte für photographische Filme, die mit ultraweicher Röntgenstrahlung belichtet wurden, sind aus der Literatur nicht bekannt. Die genannten Tatsachen stellen in Frage, ob die für sichtbares Licht bekannten DQE-Meßwerte noch im Gebiet der ultraweichen Röntgenstrahlung gelten. Deshalb wurden Messungen für verschiedene Filme und C-K_{α} Strahlung (44,8 Å) durchgeführt.

IV.3 Beschreibung einer photometrischen Methode zur Bestimmung der Eigenschaften photographischer Filme

IV.3.1 Die Definition der Selwyn'schen Körnigkeit

Dieser Abschnitt behandelt die Grundlagen eines Verfahrens, das zur Messung des Schwärzungsrauschens photographischer Filme dient.
Ein homogen belichteter Film besitzt im Idealfall eine konstante Schwärzung. Eine "ideal" homogene Belichtung gibt es nicht, da die Zahl der pro Flächeneinheit aufbelichteten Photonen stets statistisch schwankt. Außerdem besitzen reale Filme keine stetige Schwärzung, sondern lediglich schwarze Körner. Filme enthalten daher immer ein Rauschen der Schwärzung im gesamten Raumfrequenzübertragungsbereich. Mit Licht homogen belichtete feinkörnige Filme besitzen bis zu einer Raumfrequenz ν_o von über 100 Linien/mm annähernd ein weißes Rauschspektrum, d. h. eine konstante Rauschamplitudendichte (31). Ein mit harter Röntgenstrahlung homogen belichteter Film kann für kleine Raumfrequenzen allerdings ein deutliches Ansteigen des Rauschspektrums zeigen (31).
Es sei σ_A die mittlere Schwankung der Filmschwärzung S, σ_A = RMS (S), wenn S von einem Photometer der Registrierspaltfläche A gemessen wird. Zeigt ein geschwärzter Film im Raumfrequenzbereich $[\,0,\ \nu_o\,]$ ein weißes Rauschspektrum, so ist nach der Theorie der Selwynschen Körnigkeit (32) das Produkt $\sigma_A \times \sqrt{A}$ unabhängig von A, wenn gleichzeitig gilt:
Die Modulationsübertragungsfunktion des Registrierspaltes ist konstant (z. B. = 1) im Raumfrequenzbereich

$[\ 0, \nu]$, $\nu \leq \nu_o$; und Null sonst.
In der Praxis ist ein solcher Registrierspalt genähert verwirklicht, wenn der Spalt eine konstante Transmission (z.B. 1/A) innerhalb der Öffnung besitzt und Null außerhalb, und wenn $2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot a < 1$ gilt (2a = Kantenlänge bzw. Durchmesser des Spaltes). Für Raumfrequenzen $\geq 1/(2\pi a)$ wird die Modulationsübertragungsfunktion dann vernachlässigbar klein.
Sind die genannten Voraussetzungen für Film und Spalt erfüllt, so nennt man das konstante Produkt $\sigma_A \cdot \sqrt{A} =: G\ [u]$ die "Selwynsche Körnigkeit".
Zeigt die Messung, daß für verschiedene Spaltgrößen das Produkt $\sigma_A \cdot \sqrt{A}$ konstant bleibt, so sind die Voraussetzungen an das Filmrauschspektrum und an den Spalt erfüllt und $\sigma_A \cdot \sqrt{A}$ ist die Selwynsche Körnigkeit (33).
In der Praxis trifft dieses meistens für Registrierspalte zu, die eine kreisförmige oder etwa quadratische Form besitzen und deren Fläche einige $100\ u^2$ beträgt.

IV.3.2 Zur Berechnung der detective quantum effiency aus den Meßgrößen

Im folgenden werden die Worte "Photon" und "Quant" gleichbedeutend benutzt. Alle Ableitungen lassen sich anstatt auf die Energie auch auf die Quantenanzahl N beziehen, da die Energie eines Quants bekannt ist.
Zur Bestimmung der DQE eines photographischen Filmes nimmt man zuerst eine absolut geeichte Schwärzungskurve S (U) auf. U stellt die Belichtungsenergie (bzw. N die aufbelichtete Photonenanzahl) pro Flächeneinheit dar. Es gilt für monochromatische Strahlung: $U = N \times h\nu$ mit $h\nu \cong 280$ eV für C-K_α Strahlung.

N bestimmt man während der Belichtung des Filmes mit dem absolut geeichten Zählrohr. Außerdem mißt man die Selwynsche Körnigkeit G für verschiedene Schwärzungen und erhält die Körnigkeitskurve G(S). Aus diesen beiden Kurven leitet sich die DQE ab. Dafür muß zunächst noch die "noise equivalent energy" - kurz NEE - definiert werden:
An Hand der Steigung der Schwärzungskurve ordnet man σ_A eine infinitesimale Belichtungsenergie ΔU_A zu:

$$\Delta \mathcal{U}_A = \sigma_A \times \frac{d\mathcal{U}}{dS}\Big|_u \qquad [\text{Energie/Fläche}]$$

ΔU_A ist diejenige Energie, die zusätzlich zu U aufbelichtet werden müßte, um die mittlere Schwärzung σ_A + S zu erzeugen. Gibt man die Energie der Zusatzbelichtung nicht pro Flächeneinheit an, sondern bezieht man sie auf die Fläche A, so heißt diese Energie die noise equivalent energy ΔE_A:

$$\Delta E_A = \Delta \mathcal{U}_A \times A = \sigma_A \times A \times \frac{d\mathcal{U}}{dS}\Big|_u = G(S) \times \sqrt{A} \times \frac{d\mathcal{U}}{dS}\Big|_u$$

Die NEE ΔE_A ist diejenige Energie, die zusätzlich zur homogenen Belichtung U in eine Fläche A belichtet werden müßte, um in dieser Fläche die Schwärzung σ_A + S zu erzeugen.
$\Delta E_A / h\nu$ ist die "noise equivalent" Quantenanzahl NEQ.
Die in die Fläche A insgesamt belichtete Energie beträgt $E_A = U \times A$. Dann beträgt das aus dem Schwärzungsrauschen und der Schwärzungskurve ableitbare Signal/Rausch-Verhältnis der Aufzeichnung:

$$\left(\frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}}\right)_{\text{Aufzeichnung}} = \left(\frac{E_A}{\Delta E_A}\right)$$

Die Zahl der auf die Fläche A belichteten Photonen beträgt $U \times A/h\nu = N \times A = : \tilde{n}$. Sieht man die Photonen als voneinander unabhängig an, so beträgt das Photonenrauschen $\Delta\tilde{n} = \sqrt{\tilde{n}}$ und das Signal/Rausch-Verhältnis

$$\left(\frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}}\right)_{\text{Photonen}} = \left(\frac{\tilde{n}}{\Delta\tilde{n}}\right) = \sqrt{\tilde{n}}.$$

Die DQE verknüpft die beiden letzten Ausdrücke:

$$\left(\frac{E_A}{\Delta E_A}\right)^2 = DQE \times \left(\frac{\bar{n}}{\Delta \bar{n}}\right)^2$$

Löst man diese Gleichung auf, so ergibt sich für die DQE:

$$DQE = \frac{U \times h\nu}{\sigma_A^2 \times A} \times \left(\frac{dS}{dU}\right)^2 \qquad (25)$$

$$= \frac{N}{\sigma_A^2 \times A} \times \left(\frac{dS}{dN}\right)^2 \times 1 \text{ Photon}$$

$$= \frac{0{,}434^2 \times h\nu}{U \times \sigma_A^2 \times A} \times \left(\frac{dS}{d\log U}\right)^2 \qquad (34)$$

Hierin treten die Steigungen der Schwärzungskurven S(U), S(N), S(logU) auf.

IV.3.3 Die Definition der energy detectivity und der contrast detectivity

Im Zusammenhang mit der DQE eines photographischen Filmes steht die contrast detectivity - kurz CD - und die energy detecitivity - kurz ED - .
In deren Definition geht bekanntlich die noise equivalent energy NEE ein.
Die ED ist definiert durch $ED = 1/\Delta E_A = \left.\frac{dS}{dU}\right|_S \times 1/(\sqrt{A} \times G(S))$

Benutzt man S(N) statt S(U), so kann man
$QD = \frac{1}{\sqrt{A} \times G(S)} \times \left.\frac{dS}{dN}\right|_S$ als quantum detectivity bezeichnen.

Als Kontrast C der Belichtungsenergie U, U+ ΔU definiert man C:= $\Delta U/U$. Ist $\Delta U = \Delta E_A/A$, so folgt als noise equivalent contrast C_A

$$C_A = \Delta E_A/A\Big|_u = \frac{\sigma_A}{u} \times \left.\frac{du}{ds}\right|_u = \frac{\sigma_A}{N} \times \left.\frac{dN}{ds}\right|_N$$

C_A gibt den Kontrast der Belichtungsenergien U und $U+C_A \times U$ an, die die Schwärzungen S und $\epsilon_A + S$ erzeugen.
Will man besonders feine Kontraste einer Belichtung nachweisen, so muß der noise equivalent contrast möglichst klein sein. Per Definition nennt man deshalb $CD = 1/C_A$ die contrast detectivity

$$CD = 1/C_A = \frac{u}{\epsilon_A} \times \frac{\partial S}{\partial u}\Big|_S = \frac{N}{\epsilon_A} \times \frac{\partial S}{\partial N}\Big|_S$$

IV.3.4 Maxima der energy detectivity, detective quantum efficiency und contrast detectivity

Es besteht die Frage, für welche Belichtungen U die ED und die CD eines Filmes ihr lokales Maximum haben. Trägt man logDQE als Funktion von logU auf, so besitzt die ED ihr Maximum dort, wo der Graph logDQE (logU) die Steigung +1 besitzt.(25)
Die CD ist maximal dort, wo die Steigung -1 beträgt.
Mit zunehmender Belichtung durchläuft ein Film der Reihenfolge nach die Maxima der ED, der DQE und der CD.

IV.4 Durchführung der Messungen

IV.4.1 Die Filmproben

Drei Filme wurden untersucht.
Der grobkörnige Film Ilford Special G (ohne Schutzschicht) wurde bereits zum Photographieren der Röntgensonne mit photographischen Zonenplatten benutzt.(16) Der Film Kodak S0212 X-UV spectroscopic (ohne Schutzschicht) wurde im amerikanischen Skylab zum Photographieren der Röntgensonne mit Spiegelteleskopen benutzt.

Der feinkörnige Film Agfa Ortho 25 professional diente zum Photographieren mikroskopischer Abbildungen mit Zonenplatten (35).
Die Filmproben für die eigenen Messungen des Kodak- und des Agfa-Filmes wurden in der beschriebenen Röntgenanlage belichtet. Die Belichtung erfolgte mit C-K_α Strahlung durch eine 2 µ dicke kohlenstoffbedampfte Polypropylenfolie. Die Röntgenröhrenspannung betrug 1,5 keV. Die Antikathode bestand aus reinem Graphit. Die Filme lagerten bis zu ihrer Belichtung etwa 1 Jahr, der Kodak-Film gekühlt. Vor der Belichtung lagerten die Filme über 7 Stunden im Vakuum; dies kann sich auf ihre Empfindlichkeit nur günstig auswirken (36).
Entwicklungsbedingungen: Kodak: 5 min in D19, 20°C; Agfa Ortho: 5 min in Rodinal 1:10, 20°C.
Die belichtete Filmprobe Ilford Special G stellte Herr K. Kühn, Astronomisches Institut Tübingen zur Verfügung (37). Es handelte sich um frischen Film; ein Rowland-Spektrograph und eine 2000 Å dicke Kohlenstoffolie monochromatisierten die belichtende C-K_α Strahlung. Entwicklungsbedingungen: 4 min in D19.

IV.4.2 Die Photometrierung

Die Photometrierung erfolgte mit dem computergesteuerten Registrierphotometer in der Göttinger Sternwarte. Für die Berechnung des Schwärzungsrauschens muß man folgendes bedenken:
Ein Photometer mißt den Multiplierstrom j; dessen Schwankungen Δj und dessen Mittelwert $\bar{j}$ lassen sich beim Registrieren eines Filmes berechnen. $\Delta j/\bar{j}$ ist gleich der relativen Transmissionsschwankung des Filmes: $\Delta j/\bar{j} = \Delta T/\bar{T}$. Aus $\Delta T/\bar{T}$ ergibt sich die

Schwärzungsschwankung als $\Delta S = 0{,}434 \times \Delta j/\bar{j}$, in erster Näherung (38,39). Um die mittlere Schwärzungsschwankung σ = RMS (S) zu erhalten, genügt es also, zunächst die mittlere Intensitätsschwankung des Photomultiplierstromes des RMS(j) zu berechnen.
Die Berechnung von RMS(j) basiert für jede Schwärzung auf 4 Meßreihen mit je 500 Einzelwerten j. Dafür stellt ein von H. Wöhl ausgearbeitetes Programm die Verbindung her von der Meßwertausgabe des Photometers sowie der Motorsteuerung des Filmvorschubs mit dem "Basic-language"-Programm des Photometer-Kleinrechners Honeywell 316; (4KWort Speicherkapazität). Die vollständige Programmierung der Steuerbefehle und Rechenschritte in umständlicher Maschinensprache war daher nicht notwendig.
Der Rechner summierte im "On-line"-Betrieb die einzelnen Meßwerte j und deren Quadrate j^2 auf.

Die Ausdrücke $RMS(j) := \left\{ \left(\sum_1^m \bar{j} - j_i \right)^2 / (m-1) \right\}^{1/2} \approx$

$$\approx \left\{ \sum_1^m (j_i)^2 - \left(\sum_1^m j_i \right)^2 / m \right\}^{1/2} / \sqrt{m} \quad ; \; m \gg 1$$

und $\bar{j} := m^{-1} \times \sum_1^m j_i$ definieren nach jedem Meßwert eine mittlere Schwankung und einen Mittelwert. Anstelle von j_i benutzte der Rechner nullpunktsverschobene Meßwerte $j_i - j_{konstant}$, um die Rundungsfehler bei mehr als sechsstelligen Zahlenwerten zu vermeiden. Die Nullpunktsverschiebung $j_{konstant}$ optimierte der Rechner zu Beginn der Meßreihe selbst.

Falls der m+1. Meßwert sich vom Mittelwert der letzten m Meßwerte um mehr als 3 x RMS(j) unterschied, so blieb er unberücksichtigt. Auf diese Weise wurden starke Kratzer und Schmutzstellen auf dem Film aus der Messung ausgesondert. Das Verfahren erwies sich als sehr nützlich.

IV.4.3 Der Calliereffekt

Ein Problem bereitete der Calliereffekt, der von der Korngröße der Filme abhängt, und der ihr Streuverhalten beschreibt. Um die Selwynsche Körnigkeit von Filmen verschiedener Korngrößen und Korndichten auch ohne die Kenntnis ihrer Callierkoeffizienten vergleichen zu können, müßte das Photometer eigentlich die einfach-diffuse Schwärzung bestimmen. Das Photometer mißt die einfach-diffuse Schwärzung, wenn bei paralleler Beleuchtung des Films die auf der anderen Filmseite in die Halbkugel austretende Strahlung insgesamt registriert wird.
Diese Situation läßt sich genähert (bis auf etwa 10 % (39)) realisieren, wenn das beleuchtende Objektiv ein geringes (i.B. 0,16) und das registrierende Objektiv ein großes Öffnungsverhältnis (i.B. 0,65) besitzt.
Ein anderer störender Streueffekt (Schwarzschild-Villinger-Effekt) kann bei den Messungen mit diesem Photometer nicht auftreten, da von der Lampe aus gesehen sich der Hauptspalt vor und der Vorspalt hinter der Filmprobe befindet. (40)

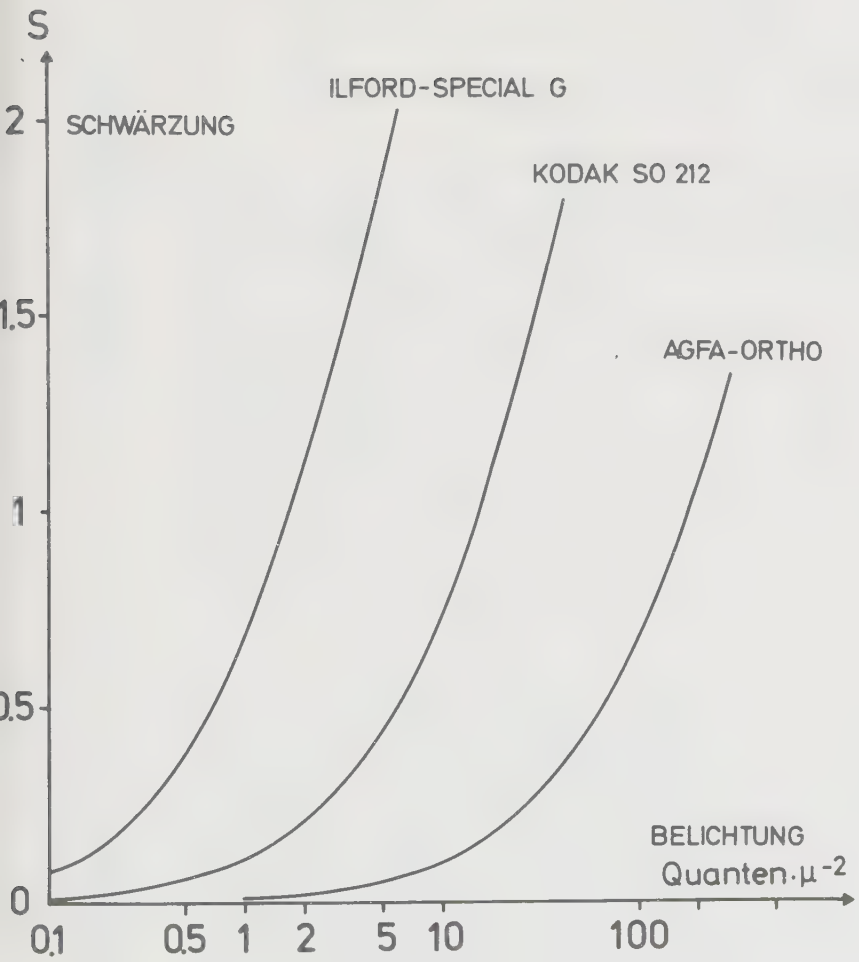


Abb. 11 Die Schwärzungskurven

IV.5 Das Ergebnis und die Interpretation der Messungen

IV.5.1 Die Schwärzungskurven

Abb. 11 zeigt die drei gemessenen Schwärzungskurven. Im Vergleich zu den bekannten Schwärzungskurven für sichtbares Licht liegt die zu belichtende Photonenanzahl etwa ein bis zwei Zehnerpotenzen niedriger.

Nicht-logarithmisch dargestellte Schwärzungskurven für sichtbares Licht zeigen etwa im Bereich unter Schwärzung 0,1 (über dem klaren Film) eine geringe Abflachung positiver Krümmung, während ihr übriger Schwärzungskurvenverlauf negative Krümmung besitzt.

Leider konnte der für die folgende Berechnung der DQE so wichtige Schwärzungskurvenverlauf im Bereich kleinster Schwärzungen in den eigenen, röntgenbelichteten Filmen nicht genau genug erfaßt werden.

IV.5.2. Die Selwynschen Körnigkeiten

Die Selwynschen Körnigkeiten G(S) der Filme sind aus denselben Messungen bestimmt wie die Schwärzungen. Der etwa quadratische Registrierspalt besaß 480 $/u^2$ Fläche. Die Angaben in Abb. 12 sind umgerechnet auf die Spaltgröße 400 $/u^2$. Andere G(S) Messungen verifizierten, daß die gewählte Spaltgröße in dem Bereich liegt, in dem die in B.IV.3.1 erwähnten Voraussetzungen genähert erfüllt sind. Vergleichsmessungen für dieselbe Agfa-Ortho-Filmprobe, die freundlicherweise die Agfa-Gaevert-Werke durchführten, ergaben eine leicht geringere Körnigkeit.

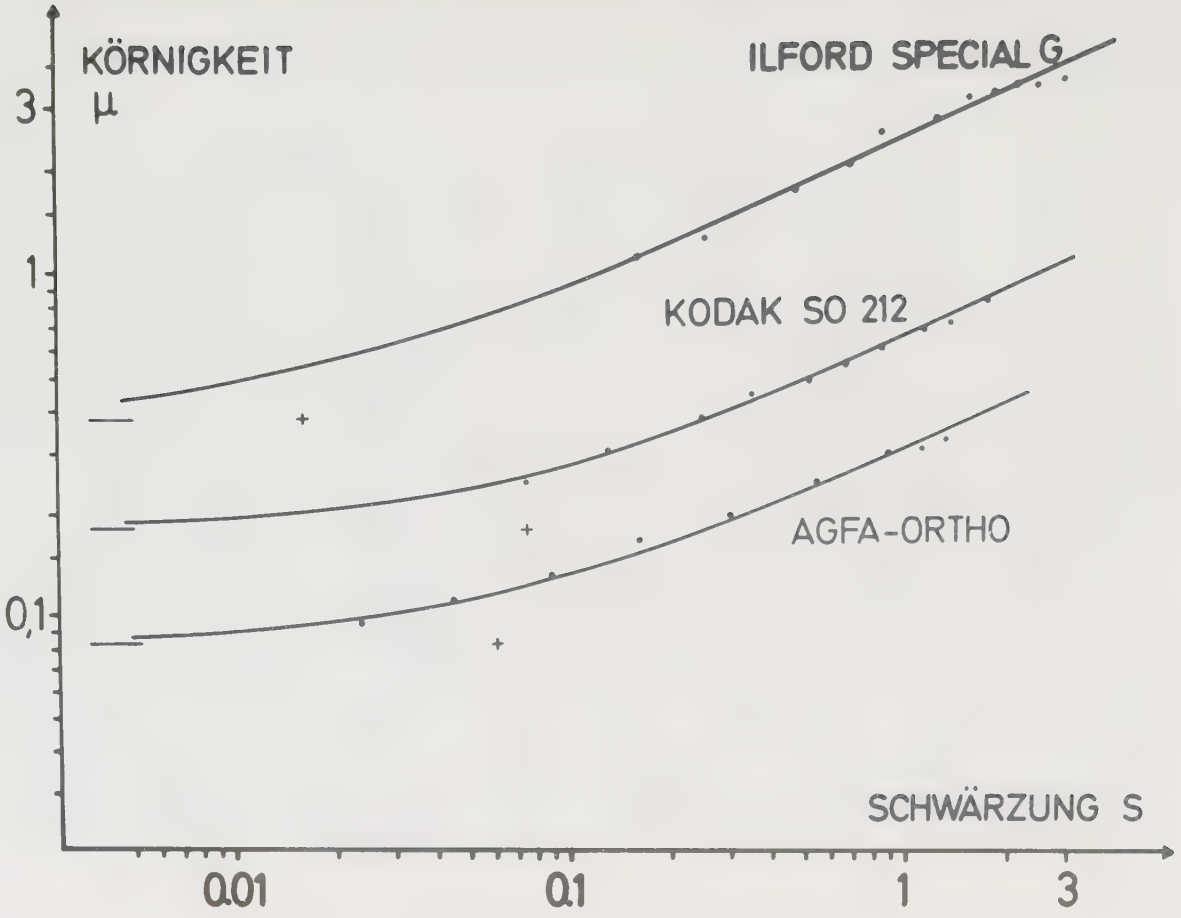


Abb. 12
Die Selwyn-
schen
Körnigkeiten

Eine Erklärung der Abweichung ist in den unterschiedlichen Photometerdaten zu suchen.
Sternwartenphotometer: blaues Licht, rechteckiger Meßspalt; Macbeth-Photometer bei Agfa: visuelles Licht, kreisförmiger Meßspalt.
Die eigenen Messungen liefern als Körnigkeit G(S) den Wert $G(S) = ((G'(S))^2 + G_o^2)^{0,5}$, wobei G_o die Körnigkeit des klaren unbelichteten Filmes darstellt und S die über diesem klaren Film (-Schleier) meßbare Schwärzung ist. Der Schleier des klaren Filmes, also auch G_o, nimmt bekanntlich mit der Lagerungszeit und -temperatur vor der Entwicklung zu und wird auch durch die Entwicklerchemikalie selbst noch beeinflußt.
Die Abb. 12 zeigt die Meßpunkte (logG(S), logS) und die Gerade $\log G_o = \log G(S=0)$.
Aus der Gleichung oben läßt sich G'(S) berechnen.

Zwischen G'(S) und S gilt unter folgenden Voraussetzungen eine allgemeine Beziehung:
Es sei $\tilde{f}$ die Querschnittsfläche der Körner eines entwickelten Filmes,und diese sei für alle Körner gleichgroß, unabhängig von der Schwärzung.
Sind die Körner statistisch verteilt, so gilt allgemein: $G(S) = \sigma \cdot \sqrt{A^{-1}} = \tilde{f}^{\eta} \cdot S^{\eta} \cdot (^{10} \log e)^{\eta}$; $\eta = 0,5$; $A \gg f$ (41). (**)
Damit gilt: $\log G'(S) = \eta \cdot \log S + \text{konstant}$.

Durch die doppelt-logarithmisch aufgetragenen Punkte (logG'(S), logS) läßt sich also eine Gerade der Steigung η legen. Die eigenen Messungen ergaben als Steigungen der "besten" Geraden Werte zwischen $\eta = 0,46$ bis $0,48$, die damit um weniger als 10 % vom Idealwert abweichen.
Diese besten Geraden sollen $G'_{\eta}(S)$ heißen.

Trägt man $\log((G'_{\lambda}(S))^2 + G_o^2)^{0,5}$ als Funktion von logS auf, so erhält man die in Abb. 12 dargestellten geglätteten Kurven, die für $S \to 0$ gegen G_0 und für $S \to \infty$ gegen $G'_{\lambda}(S)$ streben.

Für jede gezeichnete Kurve ist der Schnittpunkt der Geraden $G'_{\lambda}(S)$ mit der Geraden G_o in Abb. durch ein Kreuz markiert. Im Schnittpunkt gilt: $G'_{\lambda}(S) = G_o$. Aus der Lage des Schnittpunktes bestimmt sich daher die Schwärzung des Filmschleiers über dem absolut klaren Film, der also keine entwickelten Körner enthält. Man sieht, daß der Ilford-Film die kleinste Schleierschwärzung (0,016) besitzt.
Die mittlere Kornzahl $\bar{Z}$ pro Flächeneinheit, die die Schwärzung S erzeugt, ist gegeben durch $\bar{Z} = S^2/(G(S))^2$ (41). Im klaren Film beträgt sie 0,02 Körner/μ^2, Ilford; 0,17, Kodak; 0,54, Agfa. Der Ilford-Film besitzt also auch am wenigsten geschwärzte Körner pro Flächeneinheit in seinem klaren Film.
Diese Tatsachen sind völlig verständlich, da der Ilford-Film sofort nach Produktion ausgeliefert, belichtet und entwickelt wurde, während die beiden anderen Filme zunächst längere Zeit gelagert blieben (vgl. B.IV.4.1).
Setzt man $\tilde{f} = d^2 \times \pi/4$, so erhält man mit der Beziehung (**) als Maß für den Korndurchmesser:

$$d = G'_{\lambda}(S=1) \times 1,71$$

Da $G'_{\lambda}(S=1) \approx G(S=1)$, läßt sich aus Abb. 12 der Korndurchmesser bestimmen:

d = 4,2 μ, Ilford; 1,15 μ, Kodak; 0,53 μ Agfa.

IV.5.3. Die detective quantum efficiency

Abb. 13 enthält die aus den Selwynschen Körnigkeiten und den Schwärzungskurven berechenbaren DQE-Graphen. Im Vergleich zu Belichtungen im sichtbaren Spektralbereich liegen die Werte etwa 10 x höher. Außerdem fallen die Kurven links ihrer Maxima langsamer ab als rechts. Für Filme, die im sichtbaren belichtet werden, besitzt die DQE im allgemeinen links vom Maximum einen sehr viel stärkeren Abfall. Er tritt aus folgendem Grund auf:
Allgemein gilt $DQE \sim (\Delta S/\Delta N)^2$ und speziell im sichtbaren gilt $\Delta S/\Delta N \to 0$ für $N \to 0$, denn die Schwärzungskurve beginnt im sichtbaren ganz flach. Sie beginnt flach, weil ein Lichtphoton nur ein Photoelektron erzeugen kann. Selbst die empfindlichsten Körner benötigen 4 Photoelektronen, um entwickelbar zu werden. Bei geringen Belichtungen erhalten also nur wenige Körner eine ausreichende Anzahl an Photoelektronen.
Um die eigenen DQE-Messungen zu interpretieren, soll zunächst auf DQE-Messung von Hamilton (29) an elektronenbelichteten Filmen hingewiesen werden. Die DQE elektronenbelichteter Filme steigt zu geringen Belichtungen hin an und erreicht Werte von 75 %. Erklärt werden diese Messungen mit der großen Energie (einige 10 keV) der belichtenden Elektronen.
Die Energie der in den eigenen Messungen benutzten $C\text{-}K_\alpha$ Quanten ist mit 0,28 keV zwar wesentlich kleiner als die der dort benutzten Elektronen, aber noch etwa um den Faktor 100 größer als die Energie von Lichtquanten. Kann ein einziges Röntgenquant ebenso wie die Elektronen genügend Photoelektronen gleichzeitig in einem Korn erzeugen, so wird dieses

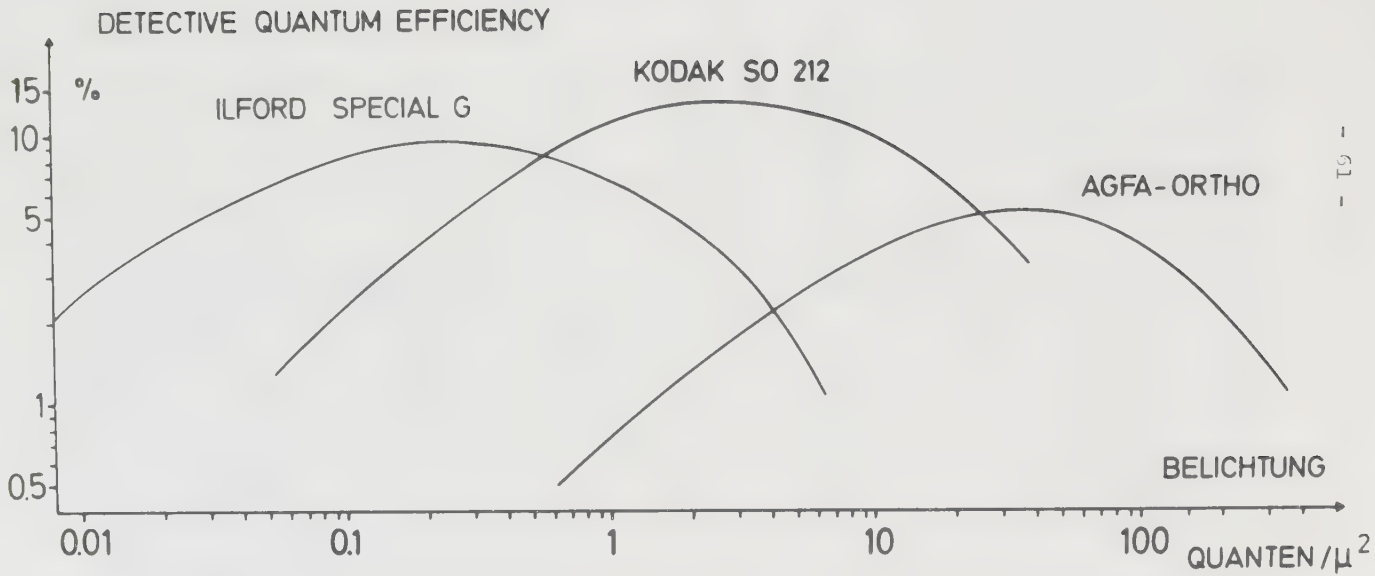


Abb. 13 Die detective quantum efficiency

logQD + logCD = logDQE. Verändert man die Meßfläche A, die den QD- und CD-Berechnungen zugrunde liegt, auf den Wert A', so ergibt sich rechnerisch als quantum detectivity der Wert $QD \times \sqrt{A/A'}$ und als contrast detectivity der Wert $CD \times \sqrt{A'/A}$. In der logarithmischen Darstellung verschiebt sich in Ordinatenrichtung die CD-Kurve um $\log \sqrt{A'/A}$ und die QD-Kurve in umgekehrter Richtung um $-\log \sqrt{A'/A}$.

IV.5.6. Zum Vergleich der contrast detectivity verschiedener Filme und anderer Empfänger für mikroskopische Abbildungen im Röntgenbereich

Mikroskopische Objekte können im weichen Röntgengebiet mit Hilfe von Zonenplatten vergrößert abgebildet und photographiert werden (35); vgl. Abb. 14. Es fragt sich, wie sich ein bestimmter von den Absorptionseigenschaften des Objektes abhängiger Kontrast entdecken läßt.

Abb. 14

10fache Vergrößerung von 10 µ dicken Drähten mit einer Zonenplatte und 44,8 Å Röntgenstrahlung

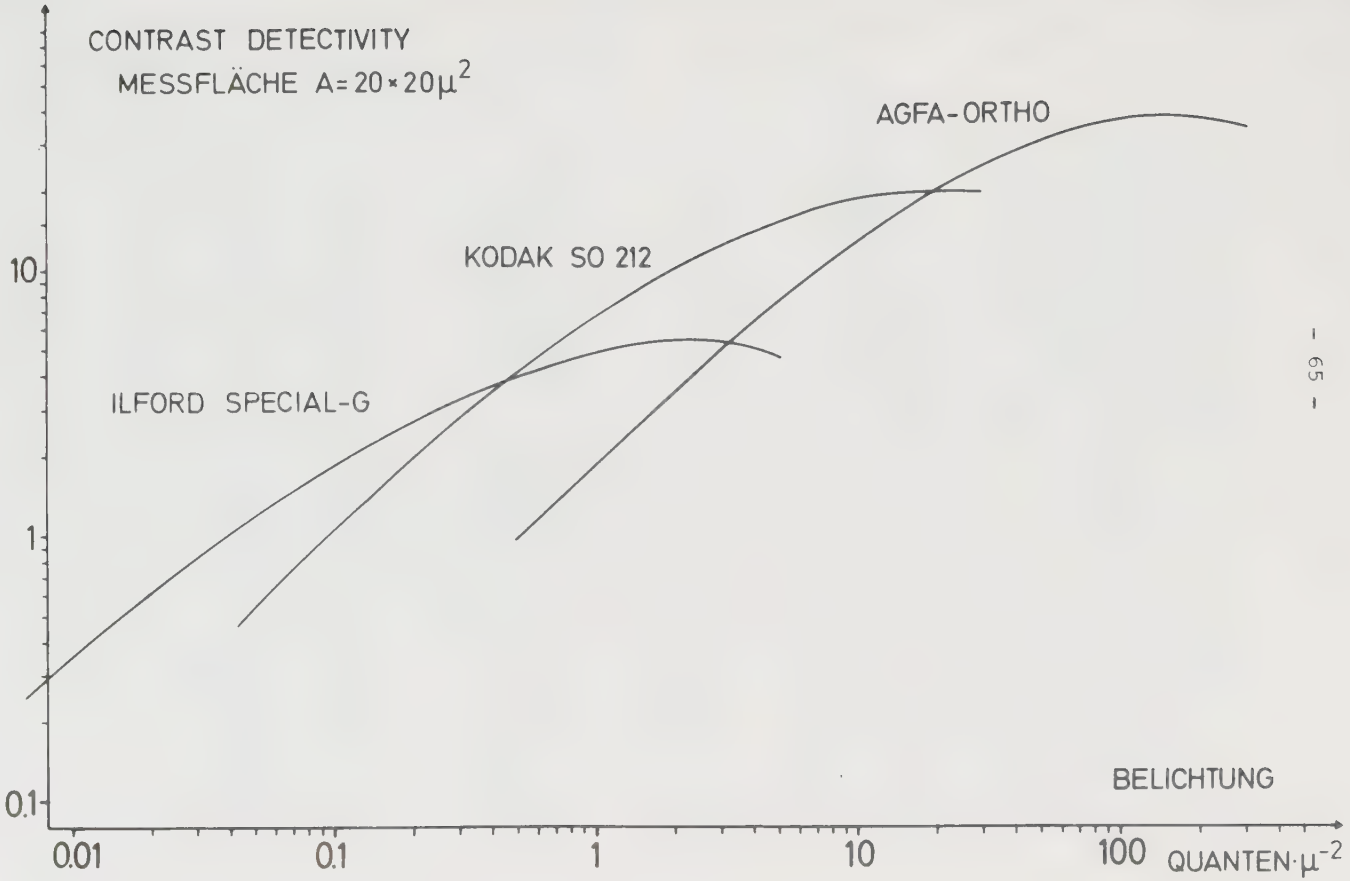


Abb. 15 Die contrast detectivity

Dies soll mit einem Beispiel beantwortet werden.

Der zu entdeckende Kontrast betrage 2 % (z.B. 5 %); die beiden zugehörigen mittleren Schwärzungen sollen sich um y (z.B. 2) Standardabweichungen voneinander unterscheiden. Die contrast detectivity muß dann den Wert $\overline{CD} = 100 \times y/w$ (i.B. 40) besitzen. Für die Meßspaltfläche $A = 400\ /u^2$ besitzen die Filme die in Abb. 15 dargestellten contrast detectivity-Kurvenverläufe logCD (logN), N = Belichtung in Quanten/$/u^2$. Aus dem Verhältnis der contrast detectivity CD (N) zur gewünschten contrast detectivity $\overline{CD}$ ergibt sich der Wert der notwendigen Meßspaltfläche A':

$$A' = A \times (\overline{CD}/CD)^2$$

Falls A' quadratischen Querschnitt besitzt, folgt als Kantenlänge a

$$a = \sqrt{A'} \times \overline{CD}/CD = 20 \times 100 \times y/(w \times CD).$$

A' entspricht nun gleichzeitig der Fläche, in die hinein ein Detail abzubilden ist. Die Fläche dieses Details im Objekt sei L. Der für die Abbildung notwendige Abbildungsmaßstab b/g beträgt

$$b/g = \sqrt{A'/L}$$

Er steigt allgemein für grobkörnige Filme an und kann u.U. inpraktikabel groß werden.

Die in das Bildelement A' zu belichtende Quantenanzahl beträgt

$$\tilde{n} = N \times A' = N \times A \times (\overline{CD}/CD)^2.$$

Belichtung N in Quant./μ^2	contrast detectivity für A=400 μ^2	Meßfläche A' in μ^2 für $\overline{CD}$ = 40	$\sqrt{A'}$ in μ	Belichtung $\tilde{n}$ in Quant./A'	Film
0,19	2,7	87000	300	16700	Ilford Special G
2,3	12	4450	67	10200	Kodak S0 212
25	23	1216	35	30200	Agfa Ortho
2,3	5,6	20400	143	47000	Ilford Special G
19	20	1600	40	30400	Kodak S0 212
140	38	443	21	62000	Agfa Ortho

Tabelle der contrast detectivity als Funktion von N und A.

oben: $\tilde{n}$ minimal (und DQE maximal)
unten: A' minimal (und CD maximal)

Es fragt sich, für welche Belichtung N die für ein Detail insgesamt zu belichtende Quantenanzahl $\tilde{n}$ minimal ist.
$\tilde{n}$ ist minimal für dasjenige N_{opt}, für das die dargestellte CD-Kurve eines Filmes die Steigung 1/2 besitzt. Dieser Punkt läßt sich graphisch bestimmen.
Für N_{opt} besitzt der Film gleichzeitig gerade seine größte DQE. N_{opt} kann daher einfach den DQE-Kurven entnommen werden.
Für $\overline{CD}$ = 40 und $\tilde{n}$ = minimal gelten die in der Tabelle Seite 67 angegebenen Daten; zum Vergleich sind noch die Daten für die Maxima der CD-Kurven angegeben.
Die contrast detectivity CD gibt per Definition das Signal/Rausch-Verhältnis als Funktion von N und für die Meßspaltfläche A an. Im Beispiel wurde ein Signal/Rausch-Verhältnis von $\overline{CD}$ = 40 gewünscht.
Wieviel Quanten benötigt man, um dieses am Ausgang eines Channelplates zu erreichen?
Das eigene Rauschen des Channelplates soll in dieser Diskussion zunächst unberücksichtigt bleiben. Für 1600 ausgebeutete Quanten beträgt das mittlere Rauschen 40, also auch das Signal/Rausch-Verhältnis 40. Da die Quantenausbeute DQE des gemessenen Channelplates bis zu 4 % betrug, müssen mindestens 1600/0,04 = 40000 Quanten belichtet werden.
Das sind wesentlich mehr als günstigstenfalls für die Filme notwendig sind. Das Verhältnis der

notwendig zu belichtenden Quanten entspricht im übrigen dem Verhältnis der DQE-Werte.
Die Verstärkung eines Channelplates ist groß. Ist sein Ausgang mit einem Phosphorleuchtschirm verbunden, und wird dieser abphotographiert, so wird der Film im allgemeinen schon überbelichtet sein, bevor das Channelplate 1600 Quanten ausgebeutet hat. Um dies zu vermeiden, blieben folgende Auswege:

a)
Im Unterschied zum photographischen Film ist die DQE eines Channelplates unabhängig von der Zahl der pro Flächeneinheit insgesamt eintreffenden Quanten. Vergrößert man daher das mikroskopische Objekt so stark, daß die von einem Detail stammenden 40000 Quanten sich auf mehrere Channelplate-Kanäle verteilen, so sinkt die mittlere Leuchtdichte des Phosphorschirmes,und die vom Film registrierbare Dynamik steigt.

b)
Man erhöht nicht die Primärvergrößerung (die Bildweite der Röntgenabbildung könnte zu groß werden), sondern photographiert den Phosphorschirm stärker vergrößert ab, so daß die Dynamik steigt.

c)
Man benutzt einen sehr feinkörnigen Film und entwickelt diesen mit sehr flachem Gamma, so daß die Gesamtverstärkung der Kombination Channelplate-photographischer Film sinkt (die Verstärkung eines photographischen Filmes ist die Anzahl der beim Entwicklungsvorgang an einem Entwicklungskeim angelagerten Silberatome).

d)
Der Leuchtschirm wird auf eine Fernsehkamera abgebildet, und die Daten werden elektronisch gespeichert (und z. B. auf einem Fernsehschirm als Bild wiedergegeben). Es böte sich dabei die Möglichkeit, das Rauschen des Channelplates - soweit es auftritt und Bildpunkte anderer Helligkeit und Größe als ein Quant erzeugt (49) - durch elektronische Analyse zu erkennen.
Die mit dem eigenen Rauschen verbundene zusätzliche DQE-Verminderung würde vermieden werden.
Außerdem ließe sich die Streuung der Channelplate-Verstärkung ausschalten, da man jeden als Quant erkannten "Lichtblitz" des Phosphorleuchtschirms mit demselben Gewicht bewerten und speichern kann - als genau ein Quant.
Es bleibt festzustellen, daß die photoelektrische Methode nur dann der photographischen überlegen ist, wenn die detective quantum efficiency eines Channelplates größer ist als die DQE eines photographischen Films.
Dazu müßte es gelingen, die Channelplates zu sensibilisieren.

IV.5.7 Zum Vergleich der quantum detecitivity verschiedener Filme

Photographische Filme können eingesetzt werden, um in Verbindung mit einem Zonenplattenteleskop Röntgenstrahlung astronomischer Objekte nachzuweisen. Wegen der sehr kleinen Quantenflüsse muß man die Filme im Bereich maximaler energy-, also quantum-detectivity benutzen. Eine ausführliche

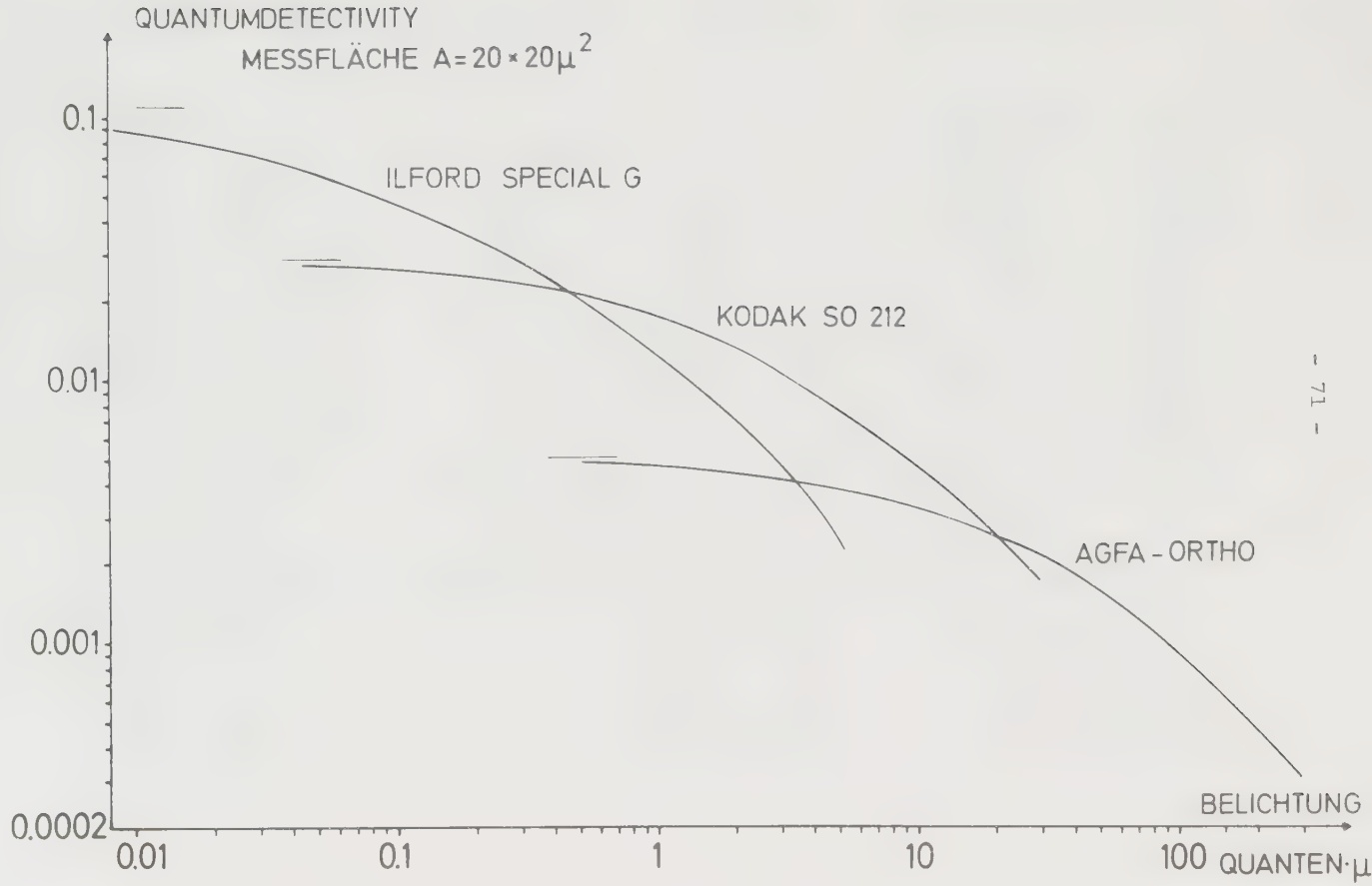


Abb. 16 Die quantum detectivity

Diskussion, die die Zonenplatten mit einbezieht, folgt im nächsten Kapitel. In diesem Kapitel wird diskutiert, welche Filme prinzipiell die größte quantum detectivity besitzen.
Abb. 16 zeigt die quantum detectivity der drei gemessenen Filme für die Meßfläche A = 20 x 20 $/u^2$. Die QD ist am größten für den nichtbelichteten Film. Die noise equivalent Quantenanzahl beträgt für den nichtbelichteten Film NEQ (N=0) = 1/QD(N=0). Sie erzeugt eine Schwärzung von 1 Standardabweichung σ_o über dem klaren Film $S = \sigma_o = G_o/\sqrt{A}$.

Allgemein gilt ein Signal als entdeckt, wenn es dreimal so groß ist wie das Rauschen:
$S = 3\sigma_o = 3xG_o/\sqrt{A}$.
Die Tabelle Seite 73 enthält die zugehörigen Quantenanzahlen 3/QD; die Daten der beiden letzten Spalten werden noch erklärt.
DDL bedeutet: "distuinguishable density levels" (43).
$DDL_{3\sigma}$ ist eine Anzahl genau bestimmter Schwärzungswerte im Schwärzungsbereich $0 < S \lesssim 1$.
Zwei derartige benachbarte Schwärzungswerte unterscheiden sich um 3σ :

$S_1 = 3 \times \sigma_o$;

$S_2 = S_1 + 3x\ \sigma(S_1) = S_1 + 3 \times G(S_1)/\sqrt{A}$, usw.

$DDL_{3\sigma}$ ist also eine Maßzahl für die Information, die sich bis zur Schwärzung 1 in einem Bildelement der Fläche A speichern läßt.
Die quantum detectivity nimmt zu, wenn die Fläche A kleiner wird, in die die zu entdeckende Strahlung fällt. Die QD läßt sich allerdings nicht beliebig

Meßfläche A in μ^2	quantum detectivity in Quant.$^{-1}$	Belichtung in Quant./A für S = $3\sigma_o$	Zahl der unterscheidbaren Schwärzungen $DDL_{3\sigma}$	pro Quant gespeicherte Information $DDL_{3\sigma}$ /(AxN(S=1))	Film
400	0,11	27	5,3	0,0083	Ilford
400	0,029	103	16	0,0025	Kodak
400	0,0052	580	33,3	0,00052	Agfa
400	0,11	27	5,3	0,0083	Ilford
29	0,11	27	5	0,011	Kodak
6	0,042	72	4,5	0,0046	Agfa

Tabelle der quantum detectivity als Funktion von A (für N=0)
und die bis zur Schwärzung 1 speicherbare Information.

erhöhen, denn A ist nach unten hin begrenzt durch den Streubereich der einfallenden Strahlung. Im sichtbaren ist die "Punkt"-Streufläche wiederholt gemessen worden, sie beträgt typisch 100 - 300 $/u^2$.

Energiereiche schwere Elementarteilchen und harte Röntgenstrahlung besitzen eine große Reichweite und können mehrere Körner belichten. Deren "Streufläche" muß also entsprechend große Werte besitzen.

Unbekannt ist, welche Streufläche ultraweiche Röntgenstrahlung erzeugt. Ihr Brechungsindex beträgt für alle Materialien noch nahezu 1. Die Strahlung erfährt außerdem starke Absorption (Halbwertsreichweiten $\lesssim 2\,/u$). Daher ist anzunehmen, daß eine viel kleinere, der Korngröße vergleichbare Fläche als Streufläche anzusehen ist, also als kleinstes unabhängiges Speicherflächenelement. Im Vergleich zu energieärmerer und energiereicherer Strahlung müßte altraweiche Röntgenstrahlung die günstigste, kleinste Streufläche überhaupt besitzen.

Um diese Vermutung zu erhärten, seien noch Messungen des Eberhard-Effekts (44) erwähnt: Der Eberhard-Effekt beschreibt eine entwicklungschemisch bedingte Kontrastverstärkung an der Grenze zweier verschieden stark belichteter Filmgebiete. Er wird vorzugsweise an röntgenbelichteten Filmen gemessen, da sich mit Röntgenstrahlung schärfere "Kanten" als mit Licht aufbelichten lassen.

Man darf also davon ausgehen, daß die Fläche A wesentlich kleinere als die benutzten Werte von 400 $/u^2$ annehmen kann. Damit sich ein photographiertes Signal von den Körnern des Filmschleiers unterscheiden läßt, soll A aber noch wesentlich größer als die Kornquerschnittsfläche $\tilde{f}$ gewählt werden. In der folgenden Betrachtung soll A für jeden Film so gewählt werden, das gilt:

$$A = ß \times \tilde{f} ,$$

worin ß für alle Filme einheitliche Konstante ist, die angibt, wieviel Kornquerschnittsflächen in A hineinpassen. Legt man für den Film Legt man A = 20x20 $/u^2$ für den Film Ilford Special G fest, so ist auch ß gegeben, und es folgen die in der Tabelle Seite 73 zusammengefaßten Daten.

Der Ilford- und der Kodak-Film besitzen hiernach dieselbe QD, sie sind also gleich empfindlich. Der Kodak-Film enthält allerdings 400/29 = 14 mal so viele Bildelemente pro Flächeneinheit. Man sieht außerdem, daß die Flächen A jetzt so gewählt sind, daß etwa 5 "unterscheidbare" Schwärzungswerte bis zur Schwärzung 1 gespeichert werden können.

Die letzte Spalte gibt die im Mittel pro Quant gespeicherte Information an. Man sieht, daß der Kodak-Film für einheitliches ß am günstigsten liegt, während der Ilford-Film für einheitliches A am günstigsten ist.

Es bleibt zu erwähnen, daß für die Auswertung punktbelichteter Filme die Transmission des Registrierspaltes in bestimmter Weise angepaßt werden muß an den Transmissionsverlauf des Punktbildes auf dem Film (45).

C. Diskussion der Meßergebnisse im Hinblick auf röntgenastronomische Beobachtungen

I. Die Größe realisierbarer Zonenplatten

Die effektive Fläche F_{eff} einer Zonenplatte ist das Produkt aus ihrer geometrischen Fläche und ihrer Effiency. Die bisher von D. Rudolph und G. Schmahl gebauten Zonenplatten von 5 mm Ø und 0,8 mm^2 effektiver Fläche sind zwar noch sehr klein, aber physikalisch und technologisch ist die Entwicklung grösserer holographischer Zonenplatten möglich.
Solche Zonenplatten werden mit kohärentem Laserlicht aus einem Interferenzfeld erzeugt, das von einer Kugelwelle bestimmter sphärischer Aberrationen und einer anderen Kugel- oder Planwelle stammt. Bei Benutzung zweier Kugelwellen des Öffnungsverhältnisses 1/2 - z. B. erzeugt mit einer Linse und einem großen durchbohrten Schmidt-Spiegel - oder einer Kugelwelle des Öffnungsverhältnisses 1 - z. B. erzeugt mit einem großen durchbohrten Schmidt-Spiegel - und einer Planwelle, lassen sich Interferenzfiguren für folgende Zonenplatten erzeugen (46):

1)

λ = 45 Å ; Öffnungsverhältnis ≈ 1/77,7

f	D_{ZP}	Fläche	F_{eff}
1 m	1,28 cm	1,29 cm^2	5,18 mm^2
5 m	6,43 "	32,5 "	1,3 cm^2
10 m	12,86 "	129,9 "	5,18 "

2)

λ = 12 Å ; Öffnungsverhältnis ≈ 1/291

f	D_{ZP}	Fläche	F_{eff}
1 m	3,43 mm	9,24 mm^2	0,37 mm^2
5 m	1,72 cm	2,3 cm^2	9,3 "
10 m	3,43 cm	9,24 cm^2	0,37 cm^2

Im Prinzip lassen sich z. B. mit 1/0,5 Optiken sogar noch doppelt so große Zonenplatten erzeugen. Das erreichbare Winkelauflösungsvermögen λ/D_{ZP} beträgt für Zonenplattendurchmesser ≥ 1 mm und λ ≤ 50 Å mehr als 1". Im folgenden wird daher stets von einem Winkelauflösungsvermögen von 1" ausgegangen. Der Wert entspricht außerdem der Stabilität, die man von hochstabilisierten Beobachtungsplattformen im Weltraum erreichen kann.

II. Die Intensitätsverteilung in der Bildebene einer Zonenplatte bei Beobachtung eines Röntgensterns

Es soll die astronomische Anwendungsmöglichkeit einiger Zonenplatten-Empfängerkombinationen diskutiert werden. Es fragt sich zunächst, welche Intensitätsverteilung ein Röntgenstern in der

Bildebene erzeugt, und welchen Einfluß der Farbfehler, d. h. die wellenlängenabhängige Brennweite hat.

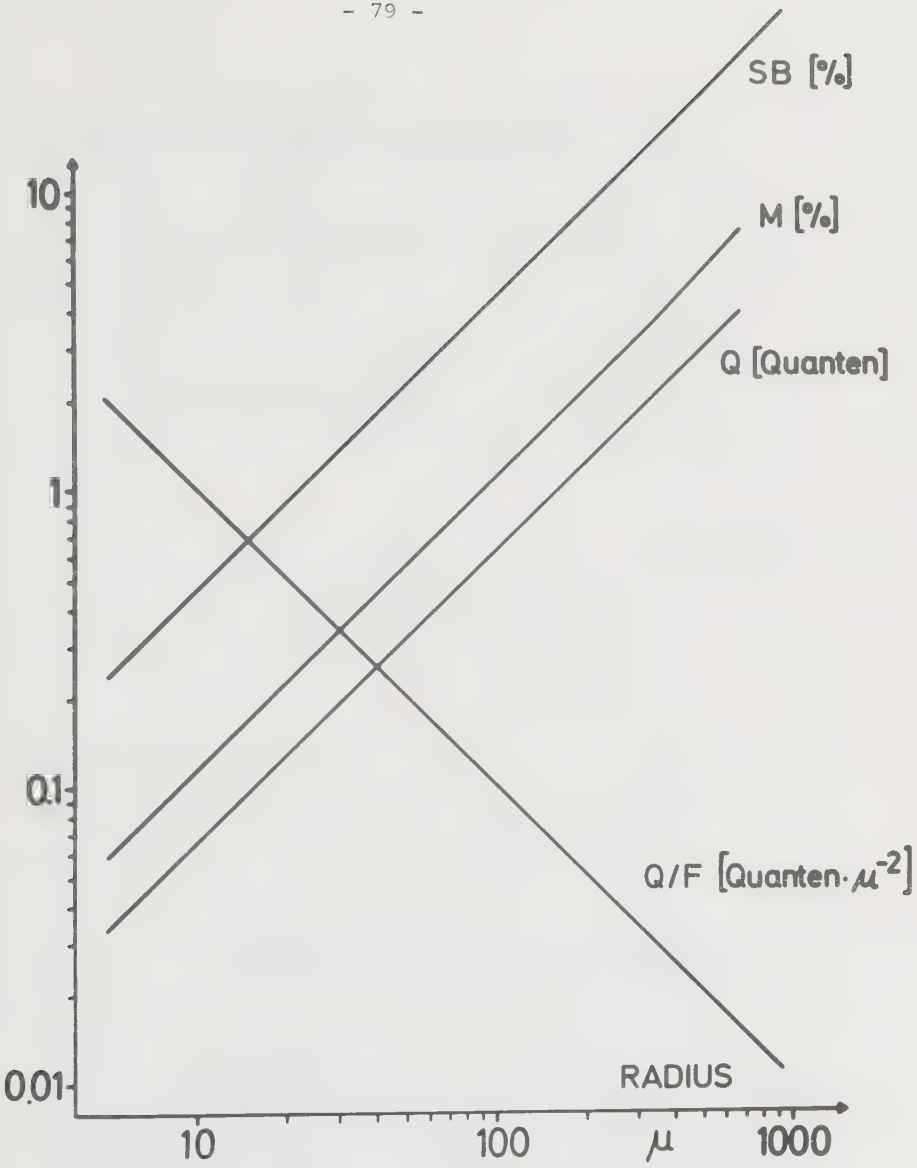
Die Intensitätsverteilung läßt sich mit folgenden Voraussetzungen für einen punktförmigen Röntgenstern (Winkeldurchmesser $\approx 1''$) leicht berechnen: Die Zonenplatte ($\emptyset = D_{ZP}$) besitze mindestens in einem Spektralbereich der spektralen Breite ξ konstante Effiency Eff. Die Zonenplatte sei abgedeckt mit einer Kreisscheibenblende vom Durchmesser $D_A = \varsigma \times D_{ZP}$, $\varsigma < 1$. Die Zonenplatte beobachtet für die Zeit t einen punktförmigen Röntgenstern, dessen Intensität i, $[i] = eV/(cm^2 \times sec \times eV)$, im erwähnten Spektralbereich konstant ist; die Intensität im übrigen Spektralbereich kann beliebige Werte besitzen.

Für D_{ZP} = 3,43 cm (siehe Tabelle Kap. C.I.); $\xi = 0{,}15$; Eff = 4 %, $\varsigma = 0{,}25$; t = 100 sec; i = 1 $eV/(cm^2 sec\ eV)$ enthält Abb. 17 die gesuchte Information über die Intensitätsverteilung in doppelt logarithmischer Darstellung. Als Abszisse ist der Radius $\tilde{R}$ einer kreisförmigen Empfängerfläche EF aufgetragen, die konzentrisch zum Bildscheibchen der Röntgenpunktquelle in der Bildebene der Quantenenergie E liegt.

Die Quantendichte Q/F (Quanten/μ^2) stellt die Intensitätsverteilung in der Bildebene dar. Q/F sinkt ungefähr proportional zum Abstand $\tilde{R}$ vom Zentrum des Bildscheibchens: $Q/F \sim 1/\tilde{R}$

Wie man außerdem sieht, ist die von der Empfängerfläche EF insgesamt registrierte Quantenanzahl Q(Quanten) lediglich proportional zur ersten Potenz des Radius: $Q \sim \tilde{R}$.

Die Kurve Monochromatisierung M gibt die Breite des Spektralbereichs (in % von E) an, aus dem die Empfängerfläche die eingestrahlte Intensität



bb. 17 Die Intensitätsverteilung

ungeschwächt empfängt (g = ∞ ; vgl. Kap. B.III.3.2). Der Beitrag der Quanten aus dem Monochromatisierungsbereich zur Quantenanzahl Q ist $\approx$ i x F_{eff}xMxt (Quanten) (i in keV/cm^{2}sec keV).
Die Kurve Spektrale Breite SB gibt die Breite des gesamten Spektralbereichs an (in % von E), aus dem der Empfänger überhaupt Strahlung empfangen kann (g = ∞ ; vgl. Kap. B.III.e.1).
Trägt man die für eine vorgegebene Empfängerfläche registrierten Quanten Q als Funktion ihrer Energie auf, so erhält man folgende, hier übertrieben dargestellte spektrale Verteilung:

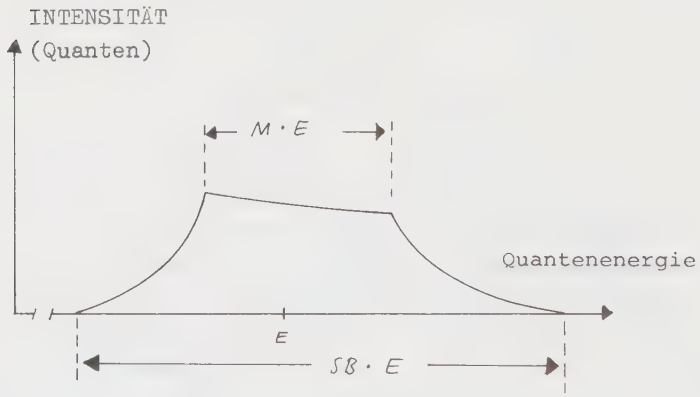


Abb. 18 Spektrale Verteilung der von einer Meßblende registrierten Quanten

Diese Verteilung ähnelt dem Verlauf einer Volc-Funktion. Wie dort ist auch für diese Rechnung vorausgesetzt, daß die Zonenplatte für jede Quantenenergie ein punktförmiges Bild erzeugt. Die gezeichneten Kurven in Abb. 17 lassen sich bis zum Radius $D_A/2$ der abdeckenden Blende fortsetzen,

die Kurven Q und Q/F genähert als Geraden, die Kurven SB und M entsprechen ihrer Definition. Die in Abb. 17 dargestellten Kurven gelten bis auf Parallelverschiebungen auch für andere Werte von D_{ZP}; ζ ; Eff; t; i, wenn die genannten Voraussetzungen, insbesondere $\zeta = 0{,}25$ erfüllt bleiben.
Die Kurven Q und Q/D sind dann um $\log(D_{ZP}^2 \times \frac{\pi}{4} \times Eff \times i \times t/37)$ Logarithmuseinheiten in Ordinatenrichtung zu verschieben. Die Kurven SB und PB sind um $\log(D_{ZP}/3{,}43)$ Logarithmuseinheiten in Abszissenrichtung zu verschieben.

III. Die mit photographischen Filmen noch nachweisbare Intensität eines Röntgensterns

III.1 Beobachtung bei E = 1 keV Quantenenergie

Die im vorangegangenen Beispiel betrachtete Zonenplatte besitzt hier der Tabelle nach 10 m Brennweite, so daß eine Auflösung von 1" einem Bildscheibchen von $D_B = 48{,}5\ \mu$ entspricht. Die Abb. 17 gibt an, daß während der Beobachtung Q = 0,16 Quanten in dieses Bildscheibchen treffen. Es sei angenommen, daß die Werten der photographischen Filme auch für 1 keV Strahlung gelten. Die QD für Schwärzung S=0 beträgt: QD (A = 400 μ^2, S = 0) = 0,11 Quanten^{-1}, Ilford; 0,029, Kodak; 0,0052, Agfa, vgl. in Abb. 14 die oberen Grenzwerte der Kurven.
Alle folgenden Angaben beziehen sich auf dieselbe Filmreihenfolge.
Für das 1"-Bildscheibchen beträgt die QD dann
QD(1850 μ^2, S = 0) = 0,11 x $(400/1850)^{0,5}$ = 0,051 (0,0135; 0,0024) Quanten^{-1}.

Damit beträgt die noise equivalent Quantenanzahl NEQ = 1/QD = 20 (74; 415) Quanten. Die Quantenanzahl, die auf dem klaren Film eine Schwärzung von 10 Standardabweichungen erzeugt, ist 10 mal so groß: 10 x NEQ = 195 (740; 4150) Quanten. Für diese Extrapolation ist angenommen, daß sich die Steigung der Schwärzungskurve in diesem kleinen Schwärzungsintervall (s. u.) nur unwesentlich ändert.

Damit diese Quantenanzahl registriert werden kann, muß das Produkt aus spektraler Intensität i und Beobachtungszeit t

$$ixt\ (10\sigma) = \frac{(ixt = 100\ eV/cm^2\ eV)}{(Q = 0{,}1600\ Quanten)} \times 10 \times NEQ$$

$$= 1{,}22 \times 10^5\ (4{,}6 \times 10^5;\ 2{,}6 \times 10^6)\ eV/cm^2 eV$$

betragen.

Setzt man als obere Grenze der Beobachtungszeit einen Tag ein, so muß die registrierte Quellenintensität mindestens 1,4 (5,4; 30) eV/(cm^{2}sec eV) betragen, damit die Quelle mit einer 10σ -Schwärzung entdeckbar ist.

Die spektrale Auflösung beträgt $R = 1/M \approx 300$

Zur Veranschaulichung sei noch erwähnt, daß zu der Schwärzung von $10\sigma = 10 \times G\ (S=0) \times 1850^{-0,5}$ = 0,087 (0,042; 0,019) Schwärzungseinheiten ein Transmissionsabfall von $\Delta T/T \approx 20\ \%$ (10 %; 4,5%) gehört.

III.2 Beobachtung bei E< 1keV Quantenenergie

Für diese Quantenenergie besitzt die Zonenplatte 10 m x E (keV)/1 keV Brennweite. Das Brennweitenverhältnis bei 1 keV und EkeV beträgt V = E (keV)/1keV. Zu einer Auflösung von 1" gehört in der Bildebene ein Bildscheibchen des Durchmessers D_BxV.

Da $Q \sim \tilde{R} = V \times D_B/2$, beträgt die insgesamt in dem Bildscheibchen registrierte Quantenanzahl QxV. Dabei seien Eff, t, i, ξ wie zu Beginn des Kapitels C.III. vorausgesetzt und es gelte wieder dieselbe Schwärzungskurve und Körnigkeitskurve wie für 0,28 keV. Für die QD ergeben sich um den Faktor 1/V größere Werte: QD/V.
Die noise equivalent Quantenanzahl verringert sich damit auf den Wert V/QE = NEQ x V. Da Q und NEQ sich um denselben Faktor ändern, verändert sich die kleinste, mit einer 10 σ -Schwärzung nachweisbare spektrale Intensität i x t (eV/cm^{2}eV) nicht (vgl. Formel Kap. C.III.1); ihr Wert ist also unabhängig von der Quantenenergie, und es gelten die im Beispiel E=1keV angegebenen Daten für die notwendige Stärke der Quellenintensität. Die spektrale Auflösung steigt um den Faktor 1/V.

III.3 Beobachtung bei E = 0,28 keV Quantenenergie

Es soll noch die Zonenplatte von 10 m Brennweite bei 0,28 keV Quantenenergie betrachtet werden. Mit D_{ZP} = 12,86 cm Eff = 4 %, ξ = 0,15, ς = 0,25, i x t = 100 eV/cm^{2}eV ergibt sich in Abb. 17 als Verschiebung der Kurven Q und Q/F in Ordinatenrichtung: log 14 = 1,15 Logarithmuseinheiten; und als Verschiebung der Kurven SB und M in Abszissenrichtung: log 3,75 = 0,574 Logarithmuseinheiten. Für eine räumliche Auflösung von 1" gelten wieder die schon im ersten Teil (bei 1 keV) diskutierten Daten für die Filme. Es folgt daher sofort, daß für einen Tag Beobachtungszeit die untere mit einer Schwärzung von 10 σ über dem klaren Film entdeckbare Intensität bei i = 0,1 (0,38; 2,1) eV/cm^{2}sec eV liegt.

Die Monochromatisierung M beträgt 0,075 % oder 0,21 eV; die spektrale Breite beträgt 0,3 % oder 0,84 eV, (so daß ξ lediglich 0,003 zu betragen braucht).

Die kosmische Strahlung blieb bislang unberücksichtigt. Bei einer Intensität von 1 Impuls pro cm^2 und Sekunde für die kosmische Strahlung und unter der Annahme, daß die RQE der Filme für kosmische Strahlung 100 mal größer ist als für C-K_α Strahlung, ergibt sich für 1 Tag Belichtungsdauer: der Ilford-Film wird bis zur Schwärzung S = 0,1 vorbelichtet, die anderen Filme wegen ihrer kleineren Korngröße sehr viel schwächer.

IV. Die mit photoelektrischen Empfängern nachweisbare Intensität eines Röntgensterns

Es soll nun diskutiert werden, ob photoelektrische Empfänger, wie Gaszählrohr, Channeltron und Channelplate, vorteilhafter als photographische Filme einsetzbar sind.

IV.1 Beobachtung mit Channeltron und Channelplate

Die gemessene RQE des Channeltrons lag für C-K_α Strahlung bei 0,06 = 6 % (und stimmt damit überein mit anderen Messungen (47)), die des Channelplates zwischen 0,02 und 0,04 bzw. 2 - 4 % (effektiver Wert). Per Definition liegt die DQE dieser Systeme höchstens niedriger.
Sie wird herabgesetzt vom "Eigenrauschen" der Systeme. Das Eigenrauschen hängt mit der Wirkungsweise eines solchen Kanalelektronenvervielfachers zusammen und wird wie die Nachimpulse (Kap.B.II.5) von rückkoppelnden positiven Ionen erzeugt.
Ist der zeitliche Mittelwert $\bar{\bar{E}}\bar{\bar{R}}$ des Eigenrauschens bekannt, so kann man den Meßwert eines Signals um den Mittelwert verringern und erhält den wahren Signalmeßwert. Allerdings vergrößert sich das Rauschen des wahren Signalmeßwertes quadratisch um das Rauschen des Mittelwertes.
Betreibt man das Channeltron oder das Channelplate als Photonenzähler - es liegt dann die in Kapitel B.IV.1 am Schluß geschilderte Situation $DQE \leq RQE \leq 1$ vor - so berechnet sich die DQE aus:

$$DQE = RQE/(1+\bar{\bar{E}}\bar{\bar{R}}/(I \times RQE)); \quad [\bar{\bar{E}}\bar{\bar{R}}], [I] = \text{Imp/sec}$$

RQE, DQE: dimensionslose Verhältniszahlen ≤ 1.
Die DQE ist damit intensitätsabhängig.

(Es gilt: DQE $\rightarrow$ RQE für $\overline{ER}/(RQE \times I) \rightarrow 0$; die RQE und die DQE stimmen also für hohe Zählraten überein).

Das Rauschen von Channelplate wird von verschiedenen Autoren (48,49) mit etwa $0{,}15 \times 10^{-3}$ bis 10^{-6} pro Kanal und Sekunde angegeben. Das Rauschen des Channelplates und des Channeltrons lag in den eigenen Messungen mehr als eine Zehnerpotenz höher und stellt daher sicher nicht das Optimum dar.

Benutzt man für das Eigenrauschen den Wert 0,001 Imp/sec pro Kanal, so kann man die Intensität der Röntgenstrahlung ausrechnen, die z. B. bei 1 Tag Beobachtungszeit eine Zählrate von 10 (3) Standardabweichungen des Eigenrauschens erzeugt. Sie beträgt 1550 (465) Quanten pro Tag (oder 0,018 (0,0054) Quanten pro Sekunde) für das Channeltron mit 6 % RQE. Die DQE beträgt für diese Quantenflüsse: DQE = 3,1 % (1,5 %).
Bei astronomischen Anwendungen muß außerdem noch das Rauschen der kosmischen Strahlung berücksichtigt werden. Die von der kosmischen Strahlung erzeugten Impulse lassen sich bei Channeltronmessungen nicht durch Impulshöhenanalysen (und Risetime-Analyse) von denen unterscheiden, die die Röntgenquanten erzeugen, da ein Channeltron keinen Proportionalbereich besitzt und sehr schnelle Anstiegszeiten (im Nanosekundenbereich) auftreten. Die Impulse der kosmischen Strahlung könnten sich lediglich teilweise mit Antikoinzidenzschaltungen erkennen lassen.

Die Intensität der kosmischen Strahlung beträgt etwa $\lesssim$ 1 Impuls/sec cm^2 (51). Ein Channeltron mit 1 mm^2 empfangender Fläche mißt also täglich knapp 10^3 Impulse kosmischer Strahlung. Damit erhöht sich die untere an einem Tag mit 10(3) Standardabweichungen über dem Rauschen beobachtbare Intensität auf rund 5000 (1500) Quanten (oder 0,06 (0,02) Quanten pro Sekunde). Benutzt man die Daten der Abb. 17, so ergibt sich für eine empfangende Fläche von 1 mm^2 ($\tilde{R}$ = 0,56mm) als notwendige spektrale Intensität der Röntgenquellen:

$$i = \frac{(ixt=100/cm^2)}{(Q = 3{,}6 \text{ Quanten})} \times 5000/86400 = 1{,}65\ (0{,}5)\ \text{keV/cm}^2\text{sec keV}$$

bei 1 keV Quantenenergie.

Für die Zonenplatte von 12,86 cm Ø lauten die Daten:

i = 0,12 (0,03) keV/cm^2sec keV

bei 0,28 keV Quantenenergie.

Die Daten gelten in dem Spektralbereich, in dem die Voraussetzungen an die Zonenplatten(Eff = 4 % für die SB ξ = 0,15 bzw. ξ = 0,04) und die RQE des Channeltrons (RQE = 6 %) erfüllt sind.
Die Daten liegen damit in derselben Größenordnung wie die für photographische Filme.
Man sieht leicht ein, daß diese untere Nachweisgrenze unabhängig von der Größe der Empfangsfläche ist, solange das Rauschen vorwiegend von der kosmischen Strahlung bestimmt wird: sowohl deren Rauschen als auch die absolut empfangene Zählrate Q sind eine lineare Funktion des Empfangsflächenradius $\tilde{R}$, ihr Verhältnis ist also konstant.

Das ist nicht mehr der Fall, wenn z. B. ein Channelplate mit kleinem Kanaldurchmesser benutzt wird; die untere Nachweisgrenze liegt dann höher. Die Werte für diese untere Nachweisgrenze liegen für ein Channelplate in jedem Fall höher als für ein Channeltron, wenn seine DQE geringer ist als die des Channeltrons.
Eine Verbesserung der Empfindlichkeit kann man erwarten, wenn es gelingt, die Channeltrons und Channelplates durch Bedampfen mit einem Material starken Photoeffekts zu sensibilisieren und so die RQE zu erhöhen. Gursky (49) berichtet, daß entsprechende Versuche einer Sensibilisierung allerdings fehlschlügen.

IV.2 Beobachtung mit Proportionalzählrohren

Proportionalzählrohre lassen sich zwar nicht so klein bauen wie Channeltrons oder die Kanäle der Channelplates, sie haben aber den Vorteil, kein Eigenrauschen zu besitzen und die kosmische Strahlung mit Antikoinzidenzschaltungen, Impulshöhen- und Risetime-Analysen größtenteils erkennen zu können. Novick (50) schätzt ab, daß sich durch derartige Techniken 99 % der kosmischen Strahlung erkennen und aus der Messung aussondern lassen.

Geht man davon aus, daß sich ein Zählrohr mit etwa 0,25 cm^2 empfangener Fläche ($\tilde{R} \approx 2{,}8$ mm) noch bauen läßt, so beträgt das Rauschen bei der kosmischen Strahlung bei einem Tag Beobachtungszeit etwa 15 Imp. Für 280 eV Quantenenergie und für die Zonenplatte mit D_{ZP} = 12,86 cm ergibt sich, 28 % RQE vorausgesetzt (vgl. Kap. B.II.2), als untere Grenze der

mit 10 (3) Standardabweichungen über dem Rauschen nachweisbaren Zählrate: 150 (45) Impulse pro Tag. Mit Hilfe von Abb. 17 folgt als untere Grenze der spektralen Intensität i : $i \geq 0{,}034\ (0{,}01)$ eV/cm^{2}sec eV. Die spektrale Breite beträgt etwa 40 % oder 110 eV, die Monochromatisierung M etwa 10 % oder 28 eV und die räumliche Auflösung lediglich 2'.

V. Beobachtung von Röntgenflächenquellen

Die bis jetzt durchgeführten Überlegungen bezogen sich auf die Beobachtung von Röntgenpunktquellen. Als "Röntgenflächenquellen" bezeichnet man Röntgenobjekte, deren Strahlung aus einem größeren Winkelbereich stammt (z. B. $\gtrsim$ 1'). Das folgende zu verallgemeinernde Beispiel erklärt, warum bei Beobachtung von Röntgenflächenquellen die spektrale und die räumliche Auflösung im allgemeinen schlechter ist als für Röntgenpunktquellen.
Es soll dies für eine fiktive Flächenquelle und am Beispiel der Zonenplatte, für die die Kurven Abb.17 gelten, erläutert werden. Die Röntgenquelle besitze homogene Flächenhelligkeit. Ihr Spektrum sei von konstanter Intensität i im Spektralbereich von z. B. 0,94 E bis 1,06 E Quantenenergie. In diesem Spektralbereich besitze die Zonenplatte konstante Efficiency wie für Abb. 17 vorausgesetzt. Der übrige Spektralbereich soll in der Diskussion unbeachtet bleiben, dessen Intensität sei daher als Null angenommen.
Die Flächenquelle denke man sich zusammengesetzt aus lauter Punktquellen von z. B. 1" Winkeldurchmesser.

Für 10 m Brennweite gehört dazu ein Bildelement von $\approx 25\ \mu$ Radius. Für jede Punktquelle gilt Abb. 17. Der Spektralbereich 0,94 E; 1,06 E ist so gewählt, daß für Radien $\tilde{R} \gtrsim 250\ \mu$ dann Q konstanten Wert und Q/F den Wert Null besitzt. Der Wert 250 μ ist die Größe des "Farbfehlerscheibchen"-Radius. Es überdecken sich also in der Bildebene die Intensitätsverteilungen der einzelnen Punktquellen. Abb. 17 entnimmt man: 1/10 der Quanten einer Punktquelle fallen tatsächlich in das zu ihr gehörige Bildelement, 9/10 verteilen sich auf die übrigen. Das bedeutet ungekehrt,daß 90 % der Quanten, die man in einem Bildelement mißt, aus den Farbfehlerscheibchen der benachbarten Punktquellen stammen.
Die spektrale Breite des Spektralbereichs, aus dem ein Bildelement von $\approx 25\ \mu$ Radius Strahlung empfängt, beträgt also anstatt 1,2 % (vgl. SB (25 μ) = 1,2 %). für diese Flächenquelle unverändert 12 %. Auch die spektrale Verteilung der registrierten Quanten ist unverändert. Man gewinnt daher für Flächenquellen keine spektrale Auflösung, wenn die Bildelemente kleiner als die Farbfehlerscheibchen einer Punktquelle sind.
Für dieses Beispiel folgt außerdem: Besitzt eine Punktquelle aus der Flächenquelle z. B. keine oder die doppelte Intensität, so ändert sich die meßbare Intensität in dem zugehörigen Bildelement also lediglich um rund $\pm$ 10 %. Der Kontrast im Bild sinkt also etwa proportional zum Verhältnis Bildelementgröße/Farbfehlerscheibchengröße.
Astronomische Röntgenflächenquellen mit Zonenplatten in Details aufzulösen, ist also nur dann möglich, wenn die meßbare Strahlung im wesent-

lichen aus einem sehr engen Spektralbereich z. B. von einer intensiven Linienstrahlung stammt.

VI. Vergleich der Ergebnisse mit der Intensität bekannter Röntgenquellen

Zum Schluß sollen einige der stärksten Röntgenquellen geringer Winkeldurchmesser genannt werden, die die in den vorangegangenen Kapiteln ermittelten notwendigen Intensitäten von 0,1 - 1 keV/(cm^2 sec keV) übersteigen.
Rappaport (51) berichtet von der ersten Röntgenquelle (SS Cygni), deren Strahlung nur im ultraweichen Spektralbereich meßbar ist. Er vermutet eine nahe Röntgenpunktquelle. Ihre beobachtbare Intensität beträgt während der "Flares" i $\approx$ 6 keV/(sec cm^2 keV) zwischen 0,15 - 0,28 keV Quantenenergie. Agrawal (52) berichtet von einer bisher nur einmal beobachteten Röntgenquelle, deren Intensität im ultraweichen Spektralbereich 2,5 keV/(cm^2 sec keV) beträgt; er vermutet mehrere flarende Sterne.
Die folgende Aufzählung enthält die beobachtbaren Intensitäten weiterer Röntgenquellen; die Daten wurden einer zusammenfassenden Darstellung entnommen (53).

Cyg X2: 1 keV/cm^2 sec keV zwischen 0,5 und 1 keV Quantenenergie
Cyg X1: 1 keV/cm^2 sec keV bei 1 keV Quantenenergie
Sco XR1: 15 keV/cm^2 " " " 1 " "
1,5-10 keV/cm^2 sec keV b.0,5 keV "
Crab-Nebel: 2-12 " " " b.1 " "
2 " " " b.0,3 " "

Hierin ist nur die Crab-Röntgenquelle eine Flächenquelle; sie besitzt einen Winkeldurchmesser von $\approx$ 2'. Die Quelle ließe sich daher bei 0,3 keV Quantenenergie mit einer spektralen Auflösung von 10 (vgl. Kapitel C.IV.2) und einer Stunde Beobachtungszeit (photographischer Film) bzw. einer halben Stunde Beobachtungszeit (Zählrohr) mit 10 Standardabweichungen über dem Rauschen registrieren.

Wie bereits dargestellt, beträgt für Röntgenpunktquellen bei einer räumlichen Auflösung von 1" die spektrale Auflösung mehr als 300.
Will man hohe spektrale Auflösung mit einem Wolter-Giacconi-Teleskop erzielen, so müßte man z. B. ein Transmissionsgitter in dessen Strahlengang einfügen. Die Effiency solcher Röntgengitter dürfte 4 % nicht wesentlich übersteigen. Ein Wolter-Giacconi-Teleskop von 6 cm^2 effektiver Fläche bei 1 keV Quantenenergie bzw. von 100 cm^2 effektiver Fläche bei 0,28 keV, das man noch mit einem solchen Röntgengitter kombiniert, wäre dann hinsichtlich der Lichtstärke mit den in dieser Arbeit betrachteten Zonenplatten vergleichbar.

Literaturverzeichnis

(1) R.Giacconi et al., Phys.Rev. Letters 9 (1962) 439
(2) R.Giacconi et al., Public. Am.Science & Eng. No. 3249
(3) R.Giacconi, Physics Today, May 1973, p. 38
(4) R.Giacconi, Public. Am.Science & Eng. No.1003B
(5) A.C.Fabian et al., Astr.Phys.Journal 189 (1974) L 59
(6) D.Held et al.,IEEE Trans.Nucl.Science, Vol.20(1973)140
(7) J.H.Underwood et al. in: IAU Symp.No.41 (1971) 192
(8) U.Mayer, Sterne u. Weltr. 3 (1966) 65
(9) B.Niemann, Mitt.Astr.Ges., in Druck
(10) P.Gorenstein et al., Science April 1971, 369
(11) S.Rappaport et al., ApJ 186 (1973) L115
(12) S.S.Holt et al., ApJ 158 (1969) L 155
(13) R.Novick in: IAU Symp. No. 55 (1973) 118
(14) R.L. Brown et al., Phys.Rev.D, 1 (1970) 2252
(15) E.L.Fireman, ApJ 187 (1974) 57
(16) D.Rudolph, Bundesminist.f.Forsch.u.Techn.,Forschber. T 74-07
(17) G.Schmahl, D.Rudolph, Optik 29 (1969) 577
(18) B.Niemann, Diplomarbeit Unisternwart.Gött.1971
(19) B.L.Henke et al., preprint August 1973
(20) Entwicklungsmitteilungen Valvo (1968) " Kanalelektronenvervielfacher"
(21) Born Wolff, Principles of Optics, p.440
(22) J.E.Holiday in: Kaelble, Handbook of X-Rays, McGraw-Hill 1967, Chapter 38
(23) A.Rose, J.Soc.Motion Picture Engrs. 47 (1946) 273
(24) R.Shaw,Photogr.Science & Engineering 17 No.6 (1973)491
(25) R.C.Jones, PS&E2 (1958) 57
(26) P.Kowaliski, The J.of Photogr.Science 21 (1973) 166
(27) Kodak Anzeige, Scientific Amer.228, No.3 (1973) 43
(28) R.H.Herz, Applied Materials Res.,Jan.1963, p. 12
(29) J.F.Hamilton, JOSA 57, No.2 (1967) 232

(30) Z.Szilagyi et al., PS&E 10, No. 2 (1966) 111

(31) H.Frieser, PS&E 3, No.4 (1959) 164

(32) C.Riva, Photogr.Korrespondenz, Nr. 7 (1969) 111

(33) R.C.Jones, JOSA, 45 No.10 (1955) 799

(34) G.R.Bird et al., Applied Optics, 8 No. 12 (1969) 2389

(35) B.Niemann, D. Rudolph, G.Schmahl, Optics Communication, in Druck

(36) A.G.Smith et al., Applied Optics 10 No. 7 (1971) 1597

(37) K.Kühn, Diplomarbeit Astronomisches Institut Tübingen, 1974

(38) M.Cagnet, PS&E 5 No. 1 (1961) 12

(39) J.A.Altmann, Applied Optics, 3 No. 1 (1964) 35

(40) W.Kraus, PS&E 12, No. 4 (1968) 217

(41) R.H.Ericson et al., PS&E 16, No. 4 (1972) 253

(42) H.J.Zweig, PS&E 5, No. 3 (1961) 142

(43) J.A.Eyer, PS&E 6, No. 2 (1962)71

(44) C.N.Nelson, PS&E 15, No. 1 (1971) 82

(45) R.C.Jones, PS&E 2, No. 4 (1958) 198

(46) Private Mitteilung Schmahl, Rudolph

(47) W.Parkes et al., Trans.Nucl.Science 17 No. 3 (1970)361

(48) J.Timothy et al., Applied Optics 13, No. 6 (1974) 1417

(49) H.Gursky in: Astron.Observ. with Telev.-Type Sensors, J.W.Glaspey ed., Symposium (1973) Vancouver, p. 295

(50) R. Novick in: Atomic Physics & Astrophysics 2, Codon & Breach (1973) 203

(51) S.Rappaport et al., ApJ 187 (1974) L 5

(52) P.C.Agrawal et al., Astroph.& Space Science 28 No. 1 (1974) 185

(53) M.Oda et al., in: Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, X (1971) 303

Herrn Privatdozent Dr. G. Schmahl und Herrn Dr. D. Rudolph danke ich für hilfreiche Diskussionen und zahlreiche Anregungen zu dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. H. H. Voigt danke ich dafür, daß er diese Arbeit an der Göttinger Sternwarte ermöglichte.

Der Minna-James-Heineman-Stiftung in Hannover danke ich für das Stipendium, mit dem sie meine Arbeit förderte.

Der Göttinger Akademie der Wissenschaften danke ich, daß sie mich für dieses Stipendium vorschlug.

Herrn Dr. H. Wöhl danke ich für die Anleitung zur Benutzung des Photometers und für ein Programm.

Der mechanischen und elektronischen Werkstatt danke ich für die Hilfe beim Bau der Experimentiereinrichtungen.

Herrn Spindler und Frau Brandt danke ich für die Hilfe bei der Anfertigung der Zeichnungen und Photographien.

Lebenslauf

Am 23. November 1945 wurde ich in Zeven/Niedersachsen geboren.
Im Wohnort Worpswede meiner Eltern, Walter Niemann und Lotty Niemann geb. Timm, wurde ich 1952 eingeschult. 1957 wechselte ich in die 5. Klasse der Mittelschule Osterholz-Scharmbeck über. Ab 1962 besuchte ich das Gymnasium am Barkhof in Bremen und ab 1963 dessen mathematisch-naturwissenschaftlichen Zweig.
Nach dem Abitur im Frühjahr 1966 begann ich im Sommersemester 1966 das Physikstudium in Göttingen. 1969 legte ich dort die Vordiplom- und 1971 die Diplomhauptprüfung ab.
Die Diplomarbeit hatte ich in der Göttinger Sternwarte bei Herrn Professor Voigt unter Anleitung von Herrn Privatdozent Dr. G. Schmahl und Herrn Dr. D. Rudolph durchgeführt.
Die Diplomarbeit befaßte sich mit dem Aufbau einer Röntgenexperimentieranlage. Sie schuf damit die Voraussetzung für meine weitere Arbeit nach dem Diplom, die sich mit Untersuchungen über den Einsatz von Zonenplattenteleskopen für nichtsolare Röntgenquellen befaßte.

Barbara Niemann